

Band 2. Heft 1.

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

sowie des Gesamtgebietes der elektromagnetischen Schwingungen.

Unter Mitarbeit

von

Prof. **M. Abraham** (Göttingen), Chefingenieur Graf **v. Arco** (Berlin), Prof. **A. Blondel** (Paris), Prof. **Ferdinand Braun** (Straßburg), Prof. **J. A. Fleming** (London), Dr. **Lee de Forest** (New York), Prof. **Josef von Geitler** (Czernowitz), Prof. **Leo Graetz** (München), Ingenieur **W. Hahnemann** (Berlin), Postrat **O. Jentsch** (Erfurt), Privatdozent **L. Mandelstam** (Straßburg), Dr. **Guglielmo Marconi** (London), Dr. **Eugen Nesper** (Berlin), Ingenieur **Valdemar Poulsen** (Kopenhagen), Dr. phil. **Heinrich Freiherr Rausch v. Traubenberg** (Berlin), Prof. **Augusto Righi** (Bologna), Ingenieur **Dr. J. S. Sachs** (Frankfurt a. M.), Prof. **Adolf Slaby** (Berlin), Prof. **C. Tissot** (Brest), Prof. **Max Wien** (Danzig)

und unter besonderer Mitwirkung

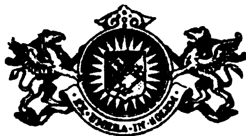
von

Dr. Jonathan Zenneck,
ord. Professor der Physik an der Technischen Hochschule zu Braunschweig

herausgegeben

von

Dr. Gustav Eichhorn
(ehemal. Leiter der Ostseeversuchsstationen von Prof. Braun-Siemens & Halske)
in Zürich.



LEIPZIG
VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH
1908.

Die Ausgabe erfolgt in Heften, die einzeln nicht käuflich sind. 4 Hefte bilden einen Band. Preis des Bandes ℳ 20.—, nach dem Auslande ℳ 21.60. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an.

Ausgegeben im Oktober 1908.

Inhalt.

Manuskripte für das Jahrbuch sind an die Redaktion: Dr. G. Eichhorn in Zürich V, Dufourstraße 1, zu senden. Zur Erleichterung der Berichterstattung wird um Zusendung einschlägiger Sonderabdrücke und Mitteilung wichtiger Arbeiten für das Literaturverzeichnis gebeten.

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

sowie des Gesamtgebietes der elektromagnetischen Schwingungen.

Unter Mitarbeit

von

Prof. **M. Abraham** (Göttingen), Chefingenieur Graf **v. Arco** (Berlin), Prof. **A. Blondel** (Paris), Prof. **Ferdinand Braun** (Straßburg), Prof. **J. A. Fleming** (London), Dr. **Lee de Forest** (New York), Prof. **Josef von Geitler** (Czernowitz), Prof. **Leo Graetz** (München), Ingenieur **W. Hahnemann** (Kiel), Postrat **O. Jentsch** (Erfurt), Privatdozent **L. Mandelstam** (Straßburg i. E.), Dr. **Guglielmo Marconi** (London), Dr. **Eugen Nesper** (Berlin), Ingenieur Dr. **Valdemar Poulsen** (Kopenhagen), Dr. phil. **Heinrich Freiherr Rausch v. Traubenberg** (Berlin), Prof. **Augusto Righi** (Bologna), Ingenieur Dr. **J. S. Sachs** (Frankfurt a. M.), Prof. **Adolf Slaby** (Berlin), Prof. **C. Tissot** (Brest), Prof. **Max Wien** (Danzig)

und unter besonderer Mitwirkung

von

Dr. Jonathan Zenneck,

ord. Professor der Physik an der Technischen Hochschule zu Braunschweig

herausgegeben

von

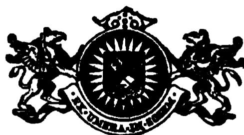
Dr. Gustav Eichhorn

(ehemal. Leiter der Ostseeversuchsstationen von Prof. Braun - Siemens & Halske)

in Zürich V.

Zweiter Band

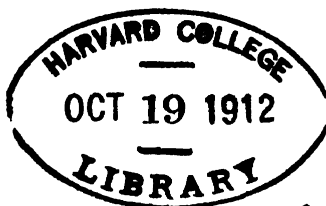
Mit 312 Figuren im Text und 7 Tafeln



LEIPZIG

VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH

1909.


HARVARD COLLEGE
OCT 19 1912
LIBRARY

Inhaltsverzeichnis.

Erstes Heft.

Ausgegeben im Oktober 1908.

Zweites Heft.

Ausgegeben im Dezember 1908.

Drittes Heft.

Ausgegeben im Februar 1909.

Viertes Heft.

Ausgegeben im April 1909.

Fünftes Heft.

Ausgegeben im Juni 1909.

Sechstes Heft.

Ausgegeben im September 1909.

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 2. 1908. Heft 1.

Über die Wirkungsweise der Sender für gerichtete drahtlose Telegraphie[1]).

Von J. Zenneck.

I.

Die Wirkung der Sender für gerichtete drahtlose Telegraphie findet keine Erklärung, solange man die Erde als sehr gut leitend betrachtet.

Nehmen wir als Beispiel den Marconischen Sender (Fig. 1). Wenn man die Erde als extrem gut leitend voraussetzt, so ist man



Fig. 1.

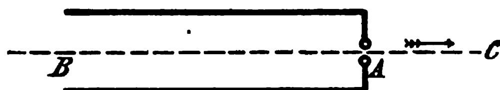


Fig. 2.

bekanntlich berechtigt den Sender von Fig. 1 und die Wirkung des Bodens zu ersetzen durch den Sender von Fig. 2 ohne Boden und das elektrische Feld dieses Senders zu berechnen aus der Wirkung der

1) Abdruck aus Phys. Ztschr. 9, 553f., 1908.

einzelnen Stromelemente[1]). Bei ebener Erdoberfläche würde es dann für die Wirkung auf einen Empfänger ankommen auf das Feld in der Äquatorebene und damit auf die Energiestrahlung in der Richtung der Äquatorebene, d. h. in der Richtung der Erdoberfläche.

Für das Feld in der Äquatorebene heben sich aber die Beiträge der beiden horizontalen Teile der Antenne um so mehr auf, je größer die Entfernung des Empfängers vom Sender ist. Für sehr große Entfernungen, um die es sich bei der drahtlosen Telegraphie immer handelt, bleibt praktisch nur übrig die Wirkung des vertikalen Teils und diese ist aus Symmetriegründen für alle Richtungen dieselbe. Der Sender könnte nicht für gerichtete Telegraphie gebraucht werden[2]).

Da tatsächlich der Sender von Fig. 1 nach den Versuchen von Marconi auch auf sehr große Entfernungen als gerichteter Sender wirkt, so muß bei seiner Wirkung das geringe Leitvermögen der Erde eine wesentliche Rolle spielen[3]).

II.

Es soll deshalb vorerst untersucht werden, welchen Einfluß ein schlechtes Leitvermögen der Erde haben würde, wenn die Erdoberfläche eben wäre. Das Leitvermögen soll aber immerhin als so groß vorausgesetzt werden, daß die Wellen die Erdoberfläche als Führung benutzen.

Dann gelten jedenfalls annähernd die Beziehungen, die ich früher abgeleitet habe[4]). Aus denselben ergibt sich, daß die Richtung des

1) Vgl. z. B. M. Abraham, Theorie der Elektrizität, II, S. 286. Leipzig 1905.

2) Daß der Versuch von J. A. Fleming (Electrician 57, 455f., 1906), die Wirkung des Marconi-Senders unter Beibehaltung der Annahme eines extrem guten Leitvermögens der Erde zu erklären, als verfehlt zu betrachten ist, haben K. Uller (Phys. Ztschr. 8, 193, 1907) und L. Mandelstam (Jahrbuch für drahtl. Telegr. 1, 291 u. 333, 1908) nachgewiesen.

3) Herr K. Uller (Phys. Ztschr. 8, 193, 1907) hat eine Erklärung der Wirkung des Marconi-Senders gegeben, die ebenfalls das beschränkte Leitvermögen der Erde zur Voraussetzung hat. Das wesentliche dieser Erklärung ist die stärkere Absorption der Wellen durch den Erdboden auf der konkaven Seite des Senders. Daß eine solche tatsächlich eintritt, ist nach den Ausführungen des Herrn Uller sehr wahrscheinlich. Dieser Grund kommt also zu den im folgenden erwähnten und besonders betonten noch hinzu.

4) J. Zenneck, Ann. d. Phys. 23, 846, 1907; vgl. auch K. Uller, Diss. Rostock 1904.

elektrischen Felds an der Erdoberfläche nicht mehr senkrecht zu derselben ist. Der Winkel, den das elektrische Feld mit der Erdoberfläche bildet, kann während einer Periode variieren. Den folgenden qualitativen Betrachtungen soll ein gewisser Mittelwert α dieses Winkels zugrunde gelegt werden, so daß also das elektrische Feld E an der Erdoberfläche die Gestalt von Fig. 3 haben würde. Dem entspricht als

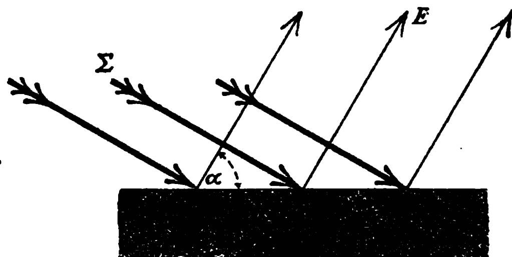


Fig. 3.

Richtung der „mittleren Energiestrahlung"[1]) die in Fig. 3 mit Σ bezeichnete. Andererseits muß alle Energie in letzter Linie vom Sender kommen. Es werden demnach die Kurven der mittleren Strahlung zwischen Sender und Empfänger ungefähr[2]) von der Art sein, wie die in Fig. 4 gestrichelten. Das würde aber heißen: für die Wirkung des Senders A auf den Empfänger E kommt es nicht an auf die Strahlung des Senders in der Richtung der Erdoberfläche, sondern auf die Strahlung in einer Richtung AX (Fig. 4), die einen erheblichen Winkel

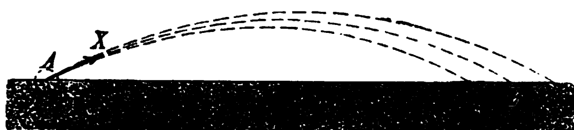


Fig. 4.

mit der Erdoberfläche bilden kann („wirksame Strahlungsrichtung").

Auch die Erdkrümmung wird voraussichtlich daran nichts Wesentliches ändern. Die Strahlungskurven werden wohl ungefähr die

---

1) K. Uller, Diss. Rostock 1904. Jahrbuch für drahtl. Telegr. 1, 570, 1908.

2) Wie die Krümmung dieser Kurven tatsächlich ist, darüber kann nur eine eingehende mathematische Untersuchung Auskunft geben.

Form Fig. 5 annehmen. Der einzige Unterschied könnte der sein, daß die Richtung AX, die jetzt für die Wirkung auf den Empfänger E maßgebend ist, einen noch größeren Winkel mit der Erdoberfläche bildet.

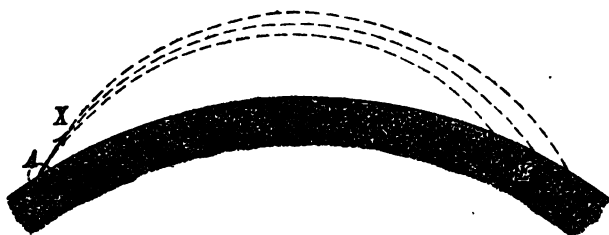


Fig. 5.

Wesentlich ist aber folgendes. Die wirksame Strahlungsrichtung des Senders für einen bestimmten Empfänger muß unter sonst gleichen Umständen augenscheinlich um so mehr von der horizontalen abweichen, je schiefer die Strahlungsrichtung an der Stelle des Empfängers (Σ Fig. 3) und je größer der Abstand von Sender und Empfänger ist. Nun ist für einen Empfänger, der über Seewasser steht, die Strahlungsrichtung (Σ Fig. 3) nur sehr wenig gegen die Horizontale geneigt[1]. Befindet sich also zwischen Sender und Empfänger Seewasser und ist der Empfänger an Bord eines Schiffes angebracht, so weicht die wirksame Strahlungsrichtung (AX) des Senders nur dann erheblich von der horizontalen ab, wenn die Entfernung zwischen Sender und Empfänger sehr groß ist (Fig. 6).



Fig. 6.

Das Resultat ist also: Für die Wirkung eines Senders A auf einen Empfänger E kommt es an auf die Strahlung des Senders in einer Richtung, die einen mehr oder weniger

1) Vgl. Fußnote 4 S. 2.

großen Winkel mit der Erdoberfläche bildet. Bei mäßig leitendem festen Boden gilt dies für alle einigermaßen beträchtliche Entfernungen, bei Seewasser nur für sehr große Entfernungen.

III.

Um festzustellen, ob ein Sender AGH (Fig. 7) in einem Punkte E (Fig. 5), der in der Richtung AC sehr weit entfernt von A liegt, ein stärkeres elektrisches Feld liefert als in einem ebensoweit entfernten Punkt in der entgegengesetzten Richtung AB, hat man zu untersuchen, wie die mittlere Strahlung in der wirksamen Richtung AX (Fig. 7) sich verhält zu derjenigen in der wirksamen Richtung AY.

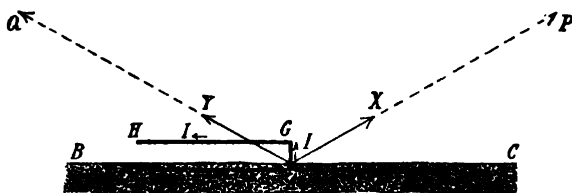


Fig. 7.

Man betrachte zu diesem Zweck einen Punkt P in der Richtung AX (bzw. Q in der Richtung AY), dessen Entfernung einerseits so groß ist, daß das elektrische Feld schon ungefähr die Form hat wie in sehr großer Entfernung, andererseits so klein, daß das elektrische Feld in demselben jedenfalls noch zum größten Teil bestimmt ist durch die Ströme im Sender und in unmittelbarer Umgebung desselben. Dem Quadrat der elektrischen Feldstärke in dem Punkte P (bzw. Q) ist dann die Strahlung in der Richtung AX (bzw. AY) proportional.

Die Ströme, welche für das Feld in P (bzw. Q) in Betracht kommen, sind der Strom I in der Antenne AGH selbst und die Ströme, welche vom Fußpunkt der Antenne in den Erdboden gehen.

Wendet man die Beziehungen für das elektrische Feld von Wechselstromelementen [1]) auf den Strom in der Antenne selbst an, so überzeugt man sich, daß das Feld, das vom vertikalen Teil AG der Antenne herrührt, im Punkte P durch das Feld, das vom Strom im horizontalen Teil GH der Antenne hervorgerufen wird, verstärkt wird [2]).

1) Vgl. Fußnote 1 S. 2.

2) Von P aus gesehen haben die Ströme im horizontalen und vertikalen Teil der Antenne dieselbe Richtung, von Q aus gesehen entgegengesetzte Richtung.

Im Gegensatz dazu wird im Punkte Q das Feld des vertikalen Teils der Antenne durch dasjenige des horizontalen Teils geschwächt. Soweit also das Feld herrührt von dem Strom in der Antenne selbst, muß die Amplitude desselben größer sein im Punkte P als im Punkte Q.

An diesem Resultate ändern auch die Erdströme von A aus nichts Wesentliches. Für das Feld im Punkte P (bzw. Q) kommt nur in Betracht die Komponente dieser Erdströme längs der Ebene AGH. Man kann sich die Erdströme durch 2 lineare Ströme I_1 und I_2 (Fig. 7) ersetzt denken. Sowohl für das Feld in P als für dasjenige in Q wirkt I_2 in derselben Richtung wie der Strom im horizontalen Teil der Antenne, der Strom I_1 in entgegengesetzter Richtung. Wie man sich leicht überzeugt, ist die Amplitude von I_1 im allgemeinen größer als diejenige von I_2. Es besteht also die Wirkung der Erdströme im wesentlichen darin, das Feld des horizontalen Teils der Antenne etwas abzuschwächen.

Es bleibt aber das Resultat bestehen: Die Amplitude des elektrischen Felds im Punkte P muß größer sein als diejenige im Punkte Q. Daraus folgt: Die mittlere Strahlung in der Richtung AX ist größer als diejenige in der Richtung AY. Daraus und aus II muß geschlossen werden: für Punkte der Erdoberfläche in der Richtung AC ist das elektrische Feld stärker als für die entsprechenden Punkte in der Richtung AB; der Sender muß als gerichteter Sender wirken.

IV.

Aus dem Gesagten ergeben sich folgende Konsequenzen. Aus III. folgt, daß der Unterschied zwischen der Wirkung in der Richtung AC und derjenigen in der Richtung AB um so größer werden muß, je stärker der Strom I_2 im Verhältnis zu I_1 (Fig. 7) ist.

1. Der Strom I_2 kann auf schlecht leitendem Boden dadurch verstärkt werden, daß man an den Fußpunkt der Antenne ein längliches Drahtnetz anschließt und dieses in der Richtung AC oberhalb oder in der Erde ausspannt.

Das scheint in der Tat nach den bisherigen Erfahrungen sehr günstig zu wirken[1]).

---

1) Die Versuche von K. E. F. Schmidt (Phys. Ztschr. 8, 5, 1907), der mit einer vertikalen Antenne und einseitig ausgespanntem Erdnetz arbeitete, erklären sich ebenfalls dadurch ohne weiteres.

2. Im Falle eines sehr gut leitenden Bodens fällt der Strom I_2 fast ganz weg (vgl. I). Der Strom I_1, das Spiegelbild des Stromes I in der Antenne, muß dann die Wirkung des horizontalen Teils der Antenne fast ganz aufheben. Ein Sender von der Form Fig. 1 kann also keine oder nur eine sehr schwache Richtbarkeit der Wellen ergeben, wenn er sich über Seewasser befindet. Auch das scheint durch die Erfahrung bestätigt zu werden[1]).

Die angegebene Auffassung erklärt auch ohne weiteres die Wirkung aller übrigen Sender, die für gerichtete Telegraphie benutzt wurden, besonders auch der schiefen Antennen von F. Braun und von Sigsfeld[2]) und derjenigen von E. Bellini und A. Tosi[3]). Sie würde auch die Beobachtung Marconis[4]) verständlich machen, daß beim Telegraphieren über See der Einfluß von Tag und Nacht nur bei verhältnismäßig großen Entfernungen (von ca. 250 km an) sich bemerkbar machte: nur bei großen Entfernungen passiert (nach III) derjenige Teil der Welle, welcher zum Empfänger gelangt, die oberen Atmosphärenschichten, auf deren Leitvermögen das Sonnenlicht einen merklichen Einfluß ausüben kann. Daß die Auffassung den oberen Atmosphärenschichten überhaupt eine ganz besondere Rolle für die Fortpflanzung der Wellen zuweist, kann wohl nur zu ihrer Empfehlung dienen[5]).

Ernstliche Bedenken gegen die angegebene Auffassung scheinen mir nicht vorzuliegen. Daß das Vorstehende weit davon entfernt ist, diese Auffassung streng zu beweisen, darüber kann kein Zweifel sein.

Auf der anderen Seite handelt es sich bei den Sendern für gerichtete Telegraphie um eine Anordnung, die das größte praktische Interesse beanspruchen muß, seitdem es damit zum ersten Male gelungen ist, einen regelmäßigen transatlantischen Verkehr einzurichten. Eine strenge mathematische Behandlung des Problems führt jedenfalls auf ungeheure Schwierigkeiten, so daß seine Lösung wohl von der

---

1) Ich glaube das aus einer Mitteilung schließen zu müssen, die ich der Freundlichkeit des Direktors der Marconi-Gesellschaft verdanke.

2) Vgl. z. B. F. Braun, Jahrb. f. drahtl. Telegr. 1, 1ff., 1907.

3) E. Bellini und A. Tosi, Electrician 60, 748f., 1908. Vermutlich sind auch die Anordnungen von Artom ebenso zu erklären.

4) G. Marconi, Electrician 54, 824, 1905.

5) Wenn die oberen Atmosphärenschichten wirklich ein so hohes Leitvermögen bekommen können, wie es zum Teil angenommen wird, könnte dadurch übrigens der Verlauf der Kurven der mittleren Strahlung (Fig. 5) erheblich beeinflußt werden.

nächsten Zeit nicht zu erwarten ist. Für die Zwischenzeit darf man wohl die angegebene Auffassung [1]) als ein wenigstens erlaubtes Aushilfsmittel betrachten.

1) Zusammen mit dem Gesichtspunkt, auf den K. Uller (S. 2 Fußnote 3) hingewiesen hat.

Die Mitwirkung der Erde und die Bedeutung der Erdung in der drahtlosen Telegraphie [1]).

(Eine theoretische Studie.)

Von **Karl Uller.**

Wilhelm Weber war es geglückt, die damals bekannten ponderomotorischen Wirkungen elektrischer Ströme aufeinander aus Kräften zwischen den einzelnen bewegten positiven und negativen Elektrizitätsteilchen zu erschließen. Dabei stellte sich heraus, daß die Kraft zwischen zwei Elektrizitätsteilchen sich additiv zusammensetzte aus der bekannten Coulombschen Kraft und einer anderen, Zusatzkraft benannt, die von der relativen Bewegung abhängig war. Als er im Jahre 1845 dieses Grundgesetz seinem Freunde Gauß mitteilte, antwortete ihm dieser: Er habe sich zehn Jahre früher selbst mit ähnlichen Untersuchungen beschäftigt. Er habe sie aber nicht bekannt gemacht, weil ihm das fehle, was er als den eigentlichen Schlußstein ansähe, nämlich die Ableitung der Zusatzkräfte aus der nicht instantanen, sondern in der Zeit sich fortpflanzenden Wirkung. Hierzu wäre es seiner Überzeugung nach nötig, sich von der Art, wie die Fortpflanzung geschieht, eine konstruierbare Vorstellung zu machen.

Hier taucht zum ersten Male die Idee der zeitlichen Ausbreitung der elektrischen Wirkungen im Raume auf. Es gelang wirklich der damaligen Theorie durch Verallgemeinerung bekannter Erfahrungssätze Differentialgleichungen aufzustellen, welche die zeitliche Ausbreitung als Konsequenz in sich schlossen (Kirchhoff 1857), und wirklich hat man die Möglichkeit elektrischer Ströme erkannt, die sich wie Wellen mit der Lichtgeschwindigkeit fortpflanzen und ferner die Schwingungen

1) Erweiterte Antrittsvorlesung des Verfassers.

des Lichtes als elektrische Ströme bezeichnet (Lorenz 1867). Dennoch geriet die Forschung ins Stocken, weil man den Blick nicht von den Kräftezentren weg auf das die Kräfte übertragende Medium zu wenden vermochte. Erst die andersartige Auffassung der elektrischen Erscheinungen durch Faraday und Maxwell haben die Forschung erheblich weiter gebracht. Ihre große Fruchtbarkeit erwies sich, als es Hertz gelang, die Existenz und Ausbreitung elektromagnetischer Wellen experimentell nachzuweisen. Da zeigte sich, daß elektrische Kraftlinien nicht nur längs metallischer Führungen, sondern auch vom Leiter losgelöst als geschlossene Gebilde im Dielektrikum fortwandern können. Wissen wir einen freien Oszillator in Schwingungen begriffen, so sehen wir mit geistigem Auge das System von elektrischen Kraftlinien, die von den positiven Ladungen der einen Oszillatorhälfte ausgehen und in den negativen Ladungen der anderen Hälfte münden. Es überrascht uns für einen Augenblick, daß die Kraftlinien entspringen und münden auf demselben Leiter, aber — anders wie in der Elektrostatik — ist hier das System der Drucke und Züge quer und längs der Kraftlinien nicht im statischen Gleichgewichte: es besteht überall Bewegung, die Kraftliniengarben im Isolator erleiden Einschnürungen gegen die Mitte des Oszillators hin und schließen sich weiter zu geschlossenen vom Leiter losgelösten Gebilden zusammen, die, von den neu entstehenden in den freien Raum hinausgedrängt, sich beständig deformieren und erweitern müssen, entgegen ihrem Bestreben sich möglichst zusammen zu ziehen. Verkettet mit ihnen wandern geschlossene magnetische Kraftlinien. Die ganze Erscheinung nennen wir zusammenfassend Ausbreitung elektromagnetischer Wellen. Sie übertragen Energie in die Ferne. Treffen sie auf leitende Körper, so induzieren sie in denselben Oberflächenladungen und elektrische Ströme.

Damit ist im Prinzip ein Mittel gegeben, Zeichen in die Ferne zu übertragen.

Als Medien stehen uns zur Verfügung: das Erdreich, das Wasser und die Luft. Es wird aus den folgenden Erörterungen ohne weiteres klar, daß das Erdreich für sich als Medium für eine Nachrichtenübertragung nur insofern in Betracht kommt, als es Wasser führt. Wie nun Wellen, die im Elektrolyten Wasser erzeugt werden, sich ausbreiten, ist unsere erste Frage. Darüber gibt uns die Theorie folgende Auskunft. In unmittelbarer Nähe des isolierten Oszillators ist das Feld stärker als im nichtleitenden Medium, aber infolge galvanischer Wärmeentwickelung sinkt die Intensität der Welle schon in kurzer Entfernung unter die in dem nichtleitenden Medium. Diese Abnahme ist

indessen um so geringer, je niedriger die Frequenz ist. Beachten wir nun, daß das elektrische Feld, wenn es auch sehr schwach ist, im Leiter Wasser eine elektrische Strömung bedingt, daß wir Instrumente besitzen, die ungeheuer kleine Ströme noch anzeigen, so sehen wir, daß man das Wasser als Zeichenvermittler wohl verwenden kann; es ist aber nur brauchbar für Wellen ganz geringer Frequenz. Dann läßt sich aus seiner Leitfähigkeit Nutzen ziehen. Diese ist aber ungünstig groß. Praktisch kommt noch das Bedenken in Betracht, daß aus kosmischen und meteorologischen Bedingungen heraus sowie durch den bestehenden Telegraphenbetrieb Ströme in Wasser und Erde zirkulieren, die einen regelrechten Nachrichtendienst empfindlich stören würden.

Im Isolator Luft, rein für sich betrachtet, sind umgekehrt Wellen hoher Frequenz günstig, weil die Ausstrahlung, die mit der Frequenz erheblich wächst, nicht durch Wärmeentwickelung Einbuße erleidet.

Mußten wir die galvanische Nachrichtenübertragung mit Wellen niedriger Frequenz aus praktischen Gründen ausschließen, so bleibt uns nur die vermittels Hochfrequenzwellen in Luft, die ich die Marconische Nachrichtenübertragung genannt habe. Dabei können wir aber der Mitwirkung der Erde gar nicht entraten, und es fragt sich, welchen Einfluß sie ausübt.

Die Erde ist, wie seit langer Zeit bekannt, ein leitender Körper von sehr großen Dimensionen. Die Tatsache der Leitung genügt vollkommen für die Elektrostatik, nicht aber in bezug auf die Erscheinungen strömender Elektrizität und gar elektrischer Wellen. Hier müssen wir die Größe der Leitfähigkeit kennen und bei letzteren außerdem noch die Dielektrizitätskonstante und magnetische Permeabilität. In dieser Hinsicht ist nun die Erde nicht nur nicht ein einheitlicher, sondern sogar schlecht definierbarer Körper.

In einer schönen Publikation in den Göttinger Nachrichten vergangenen Jahres macht es Wiechert aus den Resultaten langjähriger seismischer Beobachtungen heraus im hohen Grade wahrscheinlich, daß die Erde aus einem Eisenkern besteht, dessen Radius etwa $^4/_5$ von dem der Erdkugel ausmacht. Das letzte Fünftel ist Gestein. Der Metallkern braucht uns weiter nicht zu kümmern, denn, wie aus weiteren Erörterungen hervorgeht, können die Wellen bis zum Kern gar nicht vordringen. Das darüber liegende Urgestein zeigt ziemlich einheitliche elektromagnetische Eigenschaften, wobei ein sehr geringes Leitvermögen hervorzuheben ist. Die Oberflächenschicht bilden das Meer, Gewässer und auf dem Relief der Kontinente Lehmerde, Sand,

Humus, durch die sich in ziemlich unveränderlicher Lage der Grundwasserspiegel hindurchzieht. Die genannten Bestandteile der festen Oberfläche haben recht verschiedene Eigenschaften, örtlich und zeitlich, je nach dem Gehalt an Wasser, das ihnen mit den atmosphärischen Niederschlägen zugeführt wird.

Um nun zu Verhältnissen zu kommen, in denen sich die elektromagnetischen Ausbreitungstendenzen in Anlehnung an die Wirklichkeit ungetrübt von unwesentlichen Nebenerscheinungen auswirken, müssen wir die Wirklichkeit idealisieren. Als idealisierte Erde scheint mir folgendes Bild der Wirklichkeit noch so nahe zu bleiben, daß selbst eine ausgebaute Theorie der Ausbreitung den Rahmen kaum ausfüllen dürfte: Eine Kugelschale aus einheitlichem Wasser, über deren Oberfläche entsprechend der Ausdehnung der Kontinente einheitliche Erde mittlerer Feuchtigkeit in konstanter Dicke lagert.

Man wird natürlich theoretische Untersuchungen damit beginnen, daß man sich die Kontinente ganz weg denkt, also die Vorgänge sich auf dem freien Ozean abspielen läßt.

A) Wir wollen zunächst den Fall besprechen, daß wir die Wellen nur in Luft erzeugen. Dabei setzen wir einen geradlinigen Oszillator voraus, der von allen denkbaren das größte Ausstrahlungsvermögen im freien Raume besitzt. Die vom Oszillator auslaufende Welle fällt nach und nach auf alle Punkte des Wasserspiegels auf und spaltet sich in jedem in eine reflektierte und gebrochene Welle, deren Intensitäten mit dem Polarisationszustande und dem Einfallswinkel der einfallenden sowie mit den Eigenschaften des Wassers stark variieren. Dabei ist Totalreflexion ausgeschlossen. Das Wasser besitzt energieumsetzende Eigenschaften. Um die Energieumsetzung nach Möglichkeit zu umgehen, bevorzugt das Feld in Wasser die magnetische Form. Das hat zur Folge, daß es die einfallende Welle zurückzudämmen vermag. Das Wieviel ist außerdem vom Polarisationszustand, der Frequenz und Einfallswinkel der Welle abhängig. Die Welle in Wasser kann daher der in Luft an Intensität beträchtlich nachstehen und die reflektierte Welle, die mit der direkten interferiert, relativ kräftig sein. Die Oberfläche des Wassers ist abwechselnd mit positiven und negativen Ladungen bedeckt, die Anfang und Ende von Kraftlinienschleifen in der Luft und im Wasser bilden. Außerdem befinden sich im Luftraum noch geschlossene Kraftliniengebilde. Sowohl die Strahlung in einem bestimmten Punkte als auch die Ausstrahlung des Oszillators ist von dessen Stellung und Lage in bezug auf den Wasserspiegel in erheblichem Maße abhängig. Hierüber können quantitative

Aussagen von seiten der Theorie vorläufig noch nicht gemacht werden, wohl aber für den Grenzfall, daß sich das Wasser fast wie ein vollkommener Leiter verhält, also wie ein solcher jede Welle vollkommen zurückzustauen vermag. Das tritt ein, wenn die einfallende Wellenlänge zwischen 110 und 22 cm liegt. In diesem Gebiet zeigt nämlich das Wasser selektive Absorption. Ferner bei Wellenlänge unter etwa 1 cm. Dann ist das Feld auf eine dünne Oberflächenschicht zusammengeschrumpft. (Für optische Wellen befolgt das Wasser stark modifizierte Gesetze.) Zwar können die genannten Wellenlängen in der drahtlosen Telegraphie keine Verwendung finden, doch ist es zweckmäßig, auf diesen Grenzfall einzugehen, weil hier die Theorie alle Einzelheiten zu übersehen vermag, wenn wir noch voraussetzen, daß der Wasserspiegel eben sei. Man kann nämlich bei einiger Vorsicht von hier aus im Verein mit anderen Erfahrungen allgemeinere Schlüsse über das Verhalten bei größeren Wellenlängen ziehen.



Fig. 1.

Speziell zu der Frage: Welche Stellung und Lage des Oszillators ist für eine Nachrichtenübertragung längs des Spiegels die günstigste? gibt sie folgende Auskunft: Die horizontale Lage ist ungünstig, welches auch der Abstand vom Spiegel sei. Dieser übt nämlich dann auf die Strahlung, die in großen Bögen sich auf den Spiegel zu richtet, eine gleichsam abstoßende Wirkung aus, die Strahlungslinien konzentrieren sich nach oben; in der Horizontalen erscheint die Strahlung vermindert. Die vertikale Stellung des Oszillators ist von allen Stellungen die günstigste. Das Feld konzentriert sich nach dem Spiegel hin derart, daß die Strahlung, die in großen Bögen sich nach dem Spiegel zu wendet und ihm parallel zu laufen strebt, am Spiegel größte Intensität besitzt. Betreffs des Spiegelabstandes in beiden Fällen läßt die Theorie Maxima und Minima der Fernwirkung voraussehen.

Jetzt wollen wir zusehen, welche Veränderungen eintreten, wenn wir zu größeren Wellenlängen übergehen. Das Feld in Wasser wird

größere Ausdehnung annehmen und mehr Energie der Primärwelle absorbieren. Die reflektierte Welle wird geschwächt werden und in den Phasen sich so verändern, daß bei horizontalem Sender die gleichsam abstoßende Wirkung des Wassers auf die Strahlung in der Luft verringert, bei vertikalem Sender seine gleichsam anziehende Wirkung vermehrt erscheint. In beiden Fällen erleidet das Luftfeld eine Schwenkung nach dem Wasserspiegel hin. Dadurch erscheint die ungünstige Wirkung des Horizontalsenders vermindert, die günstige des Vertikalsenders aber auch. Das Wieviel hängt von der Frequenz und dem Orte des Empfängers ab.

Die Mitwirkung des Wassers kennzeichnet sich also als eine absorbierende und infolgedessen auch führende Wirkung auf die in Luft erzeugten Wellen. Sie ist von der Wellenlänge abhängig. Das tritt noch deutlicher hervor, wenn wir die Erdkrümmung mit berücksichtigen. Je größer die Wellenlänge, um so mehr zieht sich die



Fig. 2.

Strahlung längs der Wasseroberfläche hin. Je kleiner die Wellenlänge, um so mehr wird sich jedoch die Strahlung in bezug auf Richtung und maximale Intensität von der Erde emanzipieren; die Beugung wird geringer.

Dafür, daß für die gebräuchlichen Wellenlängen der drahtlosen Telegraphie die unterstellte Wasserkugel nicht als Metall figurieren darf, ist von mir aus den Marconischen Versuchen mit geknicktem und geerdetem Sender der erste Beweis erschlossen worden. (Die Versuche, die von anderen und auf anderem Boden wiederholt und bestätigt worden sind, setze ich hier als bekannt voraus.) Dürften wir nämlich das, dann müßten wir im Schnitt durch den geknickten Sender folgendes Kraftlinienbild haben (Fig. 1).

Sind P und Q zwei diametral gegenüberliegende Punkte von gleichem Abstande, so hätten wir in P größere Wirkung zu erwarten als in Q. Absorbiert aber der Ozean nicht unbeträchtlich, dann haben wir etwa folgendes Bild (Fig. 2). Aus ihm schließen wir, daß jetzt

in P die Empfangswirkung kleiner sein muß als in Q. Der letztgenannte Effekt wurde beobachtet und das gestattet uns den an die Spitze gestellten Rückschluß.

Des weiteren können wir noch folgendes schließen: Da die Absorption des Wassers eine Funktion der Wellenlänge ist, andererseits der Übergang in den entgegengesetzten Effekt nicht sprungweise vor sich gehen kann, so muß es caeteris paribus für jeden Beobachtungskreis eine Frequenz geben, bei der die Wirkung in P und Q gleich groß ausfällt. Diese Wellenlänge liegt aber weit jenseits der in der drahtlosen Telegraphie verwendbaren.

B) Wir gehen jetzt zu dem Fall über, wo der Sender mit dem Wasser leitend verbunden ist und die Funkenstrecke mit den Stromzuführungen nahe der Oberfläche sich befindet. Wir haben nun nicht mehr, wie beim freien Sender, zwei von der Mitte auslaufende an den beiden Enden gleichermaßen und vollkommen reflektierte Wellen, die sich zu einer stehenden zusammensetzen, sondern folgenden abweichenden Vorgang. Von den Zuleitungspolen an der Funkenstrecke läuft eine Welle nach oben in die Antenne hinein und eine nach unten. Während aber erstere an der Antennenspitze vollkommen reflektiert wird, erleidet die andere eine partielle Reflexion an der Übergangsstelle in das Wasser. Es interferieren so auf dem Sender zahlreiche mit und gegeneinander laufende Wellen verschiedener Intensität und Phase, woraus eine Wellenform resultiert, die im günstigsten Falle — der Abstimmung — einer stehenden Welle ähnelt. Von der Übergangsstelle schreitet stets eine Welle ins Wasser hinein. Die Strömungslinien biegen sich von hier aus nach oben um und endigen an der Oberfläche des Wassers in den Oberflächenladungen rings um den Sender herum. Nun ist die Leitfähigkeit des Wassers zehnmillionmal geringer als die des Kupfers, also die partielle Reflexion noch sehr kräftig. Ich will aber jetzt den Begriff der vollkommenen Erdung einführen. Darunter soll eine solche Erdung verstanden sein, bei der eine rücklaufende Welle in den Sender hinauf nicht eintreten kann. Man mag sich vorstellen, daß zwischen Sender und Wasser Körper eingefügt werden, deren Leitfähigkeit allmählich und stetig von Kupfer zu Wasser hin abnimmt, wodurch die Reflexion herabgesetzt wird. Eine bessere Wirkung tut vermutlich die Verbindung des Senderfußes mit einem räumlich ausgedehnten ringsum vom Wasser umgebenen Körper gleicher Leitfähigkeit, wie der des Senders.

Vollkommene Erdung vorausgesetzt, können wir in der Funkenstrecke wohl maximale Strömung, aber keinen Strombauch erzeugen.

Im Mittel hat nämlich die Strömung einen nach dem Wasser hin gerichteten Wert, wobei die Stromlinien in der Einmündungsstelle sich umbiegen und an der Wasseroberfläche rings um den Sender herum in Ladungen endigen, die denen der Antennenspitze entgegengesetzt sind. Das Kraftlinienbild um die Antenne herum ist fast dasselbe wie das oberhalb der Äquatorebene eines freien Senders, aber — und das scheint mir ein Charakteristikum für die vollkommene Erdung zu sein — es findet keine Bildung und Abstoßung von geschlossenen Kraftlinien statt. Die Kraftlinien der Antennenladungen rutschen die Antenne hinunter, es kommt aber zu keiner Vereinigung mit den anderen Enden, die an die entgegengesetzten Oberflächenladungen auf dem Wasser geknüpft sind, da diese bereits mit jenen die Wanderung längs des Wasserspiegels angetreten haben. So schiebt sich im Verlaufe der Schwingungen Schleife hinter Schleife längs des Wasserspiegels von den nachfolgenden gedrängt vorwärts, die in Luft weit in die Höhe ragend, die in Wasser in flachen Bögen von den positiven zu den negativen Oberflächenladungen hinüberspannend. Der Vorgang ist auch verschieden von dem einer streifend einfallenden Welle. Es existiert eine einzige in beiden Medien fortschreitende Welle, die das Bestreben hat, sich nach Gegenden geringerer Energiedichten hinzuziehen.

Da nun das Feld in Luft von wesentlicher höherer Energiedichte ist, so besitzt überall längs der Wasseroberfläche die Strahlung eine in das Wasser hinein gerichtete Komponente. Die elektrischen Kraftlinien in Luft sind daher an den Stellen maximaler Oberflächenbelegungen nach vorn geneigt. Das ganze System wandert nicht ohne Gestaltsveränderung. Mit zunehmender Entfernung vom Sender nimmt die Neigung der Schleifen in Luft zu. Diese versinken und erlöschen schließlich im Wasser, das auch in diesem Falle eine absorbierende und führende Wirkung ausübt.

Stellen wir den Vorgang bei vollkommener Erdung dem bei unvollkommener gegenüber, welch letzterem auch das Verhalten des isolierten Senders mit oder ohne Gegengewicht zuzuordnen ist, so scheint mir ersterer folgende Vorzüge zu haben: Es kommt bei ihm nicht wie bei jenen, weder an der Antenne noch an der Wasserkugel, zur Bildung von geschlossenen Kraftlinien, die notwendig nach aufwärts von der Wasseroberfläche abgedrängt würden. Ferner scheinen mir größere Oberflächenladungen auf dem Wasser entbunden zu werden, die den Neigungsprozeß der Kraftlinien in Luft hintanhalten. Vollkommene Erdung ruft reine Drahtwellen an dem System: Antenne—

Wasserkugel hervor und die sind, wie gezeigt, für Nachrichtenübertragung längs der Horizontalen die besten. Dabei ist wieder vorausgesetzt, daß die Wellen hinreichend lang sind. Mit abnehmender Wellenlänge steigt das Bestreben der Strahlung sich zu versteifen und Schattenwirkungen hervorzurufen.

Weiter ist stillschweigend vorausgesetzt, daß Dimension und Absorption der Wasserkugelschale derartig sind, daß die auslaufende Welle sich totläuft, ehe sie den Gegenpunkt des Senders auf der Kugel erreicht. Nun sind zwar heute schon Wellen nachweisbar, die einen Erdquadranten durchlaufen haben, doch ist — und bleibt wahrscheinlich auch — diese Voraussetzung praktisch zutreffend. Es ist aber aus prinzipiellen Gründen ins Auge zu fassen, was geschehen würde, wenn die absorbierende Wirkung der Erde verschwindend klein wäre. Die auslaufende Welle würde den Gegenpunkt erreichen und eine reflektierte Welle hervorrufen, wodurch eine Welle zustande käme, die bei gewissen Wellenlängen einer stehenden gliche. Es würde sich die ganze Kugeloberfläche mit Knoten und Bäuchen von Ladungen und Strömen überdecken, die Abschnürungen von Kraftlinien zenitwärts zur Folge haben würden. Ein isolierter Empfänger müßte, wollte er maximale Erregung finden, horizontal über den Strombäuchen ausgespannt sein.

Habe ich schon ausgesprochen, daß ich den Vertikalsender mit vollkommener Erdung für die beste Anordnung halte, so muß ich jetzt noch hervorheben, daß für große Entfernungen ein Problem der günstigsten Frequenz vorliegt, bei gegebener Zuleitungsspannung. Das Problem ist nicht ein reines Problem der Wellenausbreitung. Die Zunahme der Antennenspannung mit der Frequenz ist nämlich dabei ein wesentlicher Faktor, der noch unerforscht ist. Sind die Wellen zu lang, so ist ihre Intensität zu schwach und die Absorption durch das Wasser relativ zu groß. Sind die Wellen zu kurz, so ist ihre Strahlung zu steif, so daß der Empfangsort in den Schatten fällt. In das Problem gehen als Parameter ein: die Form der Antenne (eine an der Spitze mit Platte versehene oder eine schirmförmige kann das Optimum erhöhen) und ferner der Bogenabstand des Empfangsortes vom Sender.

Angenommen, man hätte eine solche Serie von Lösungen dieses Hauptproblems der Wellenausbreitung gefunden, so würden sie nur für die Nachtseite der Erde Gültigkeit haben.

Auf der Tagseite trennen nämlich die ultravioletten Strahlen der Sonne die neutralen Ionenkomplexe der Atmosphäre, und zwar nach

Lenard hauptsächlich in ihren obersten Schichten, so daß sich dort eine breite Ionenbank lagern soll. (Sie muß im Sommer größer sein als im Winter.) Aber auch die anderen Farben des Sonnenlichtes wirken zerstreuend und zwar bis in die unteren Schichten der Atmosphäre hinein.

Streicht nun eine elektromagnetische Welle durch ein Medium, in dem sich viele frei bewegliche Ladungen befinden, so setzt die Welle diese in Bewegung und überträgt somit Energie auf dieselben. Es wird also dadurch die Energie der Welle vermindert, und zwar nach einer theoretischen Untersuchung von J. J. Thomson um so mehr je größer die Wellenlänge. Da wir über die Ionendichte und ihre örtliche Variation noch nichts sicheres wissen, können wir auch über die Größe dieser Absorption keine Aussage machen. Ihre Wirkung auf die Wellen der drahtlosen Telegraphie ist stets im Zusammenhang mit der der Erde zu betrachten.

Wäre die Atmosphäre gleichmäßig schwach ionisiert, so hätte das, wie die Theorie zeigt, für die Strahlung eines Vertikalsenders eine Krümmung der Strahlen nach dem Zenite zu zur Folge.

In vorliegender Studie habe ich versucht, Licht auf das noch in Dunkel gehüllte Problem zu werfen. Die vorgetragenen Gedanken stützen sich auf spezielle Gesetzmäßigkeiten, bedürfen aber als Erweiterungen an einigen Punkten noch der rechnerischen Begründung. Diese kann nunmehr in Angriff genommen werden. Der analytische Ansatz kann nämlich erst dann gemacht werden, wenn man eine klare Vorstellung von dem Ablauf der Erscheinung bereits besitzt.

Gießen, 24. Juni 1908.

(Eingesandt 16. August 1908.)

Nachschrift bei der Korrektur.

Zur Deutung der Wirkungsweise des richtenden Marconisenders, auf die ich S. 12 u. 13 kurz eingegangen bin, ist inzwischen eine Mitteilung von Herrn Zenneck erschienen (Phys. Ztschr. **9**, 553—556, 1908[1]), der ich nicht zustimmen kann. Meine vollständige Erklärung der Wirkungsweise dieses Senders in Verbindung mit der Erde (Phys. Ztschr. **8**, 193—195, 1907) stützt sich nicht nur auf die Tendenz eines jeden Feldes sich nach Gegenden geringerer Energiedichte, als welche der Erdboden zu gelten hat, hinzuziehen, sondern ebenso wesentlich auf

1) Abdruck im vorliegenden Heft S. 1 u. f. Die Red.

die von mir induktiv gewonnenen und wie ich glaube richtigen Formen der vom Sender erzeugten und abgestoßenen Kraftliniengebilde. Diese Stützen sind hinreichend und erklären qualitativ alles. Außer der Interpretation der exakten Lösung, deren Erklärungsgrund die Feldgleichungen sind, und den von mir benutzten Regeln, die ja auch aus den Feldgleichungen fließen, gibt es keine anderen Gründe für das Verhalten des Feldes. — Die exakte Lösung kann stets durch Summation von Partikularwellen erreicht gedacht werden. Sind in dem Problem zwei verschiedene Medien zu berücksichtigen, wie im vorliegenden Falle, so komplizieren diese dies Lösungsverfahren, da in der Grenzfläche fingierte Oszillatoren anzunehmen sind, über deren Dichte-, Intensitäts- und Phasenverteilung man von vornherein natürlich nichts weiß. Daraus folgt, daß man in diesen Fällen, nicht im Besitz der exakten Lösung, keine Überlegungen — auch nicht überschlägliche — mit Hilfe der Betrachtung der Partikularwellen anstellen kann.

Ich werde gelegentlich darauf zurückkommen.

Daß die vom Sender ausgestrahlte Energie in ihrem ganzen Betrage nicht unmittelbar in die Erde übergeht, sondern zum größeren Teile auf großen Umwegen durch die Luft, ist so selbstverständlich, daß ich es in meiner oben erwähnten Veröffentlichung nicht erwähnt habe. Übrigens habe ich in einem anderen Falle (Dissertation S. 54) ein ähnliches Verhalten rechnerisch und graphisch nachgewiesen. Ich merke noch an, daß die Bahnen von doppelter Krümmung sind.

K. U.

Die Erwärmung rotierender Elektroden, insbesondere beim Marconischen Generator für kontinuierliche Schwingungen.

Von **Reinhold Rüdenberg**, Göttingen.

Die Fähigkeit eines elektrischen Lichtbogens, in einem geeignet geschalteten Schwingungskreise kontinuierliche Wechselströme zu erzeugen, hängt innig mit den thermischen Vorgängen im Bogen selbst und in dessen Elektroden zusammen. Einerseits bewirkt die steigende Erwärmung bei zunehmender Stromstärke, daß die Charakteristik des Lichtbogens fällt, daß also größeren Stromstärken kleinere Spannungen

entsprechen, und ermöglicht hierdurch überhaupt erst die Verwendung als Generator für Wechselstrom[1]); andererseits verursacht die Wärmekapazität, besonders der Elektroden, ein Nachhinken der wirklich vorhandenen Temperatur und damit der Bogenspannung hinter ihrem statischen Sollwerte, so daß die charakteristische Kurve nicht mehr eine eindeutige Linie beschreibt, sondern auf einer geschlossenen Kurve, der dynamischen Charakteristik, eine Fläche umfährt.

Die Erscheinung dieser „Lichtbogenhysteresis" ist von H. Th. Simon[2]) experimentell gefunden und theoretisch geklärt. Sie bewirkt es, daß bei höheren Frequenzen des Lichtbogenstromes die Temperatur der Elektroden nur innerhalb sehr mäßiger Grenzen schwankt, und daß daher die dynamische Charakteristik im Mittel viel weniger steil abfällt wie die statische, ja daß sie sich sogar bei sehr hohen Frequenzen in eine ansteigende verwandelt, so daß der Bogen nicht mehr als Energielieferant wirken kann. Um mit einem selbstschwingenden Bogen hohe Frequenzen zu erzielen, muß man also trachten, die erzeugte Wärme möglichst schnell fortzuschaffen und ihr so die Möglichkeit zu nehmen, ausgleichend auf die Temperaturschwankungen einzuwirken[2]). Gleichzeitig, und das scheint ein Hauptvorteil zu sein, erreicht man durch diese Kühlung des Bogens oder der Elektroden auch eine wesentlich steilere statische Charakteristik, da die Wärmewirkung des Stromes durch sie zum Teil kompensiert wird und der Bogen infolgedessen so brennt, als ob er mit einer sehr viel kleineren Stromstärke betrieben würde.

Außer der schwer zu beeinflußenden Strahlung stehen zwei Wege offen, um die Wärme von den Elektroden abzuführen: die Leitung und die Konvektion. Auf dem ersten Wege sind H. Th. Simon[2]) und V. Poulsen[3]) zum Ziele gelangt, indem sie den Lichtbogen zwischen Metallelektroden erzeugen, die nötigenfalls durch Wasser gekühlt werden; der zweite Weg ist von G. Marconi[4]) beschritten, der schnell rotierende Scheiben als Elektroden benutzt, an deren Rande der Strom in den Lichtbogen übertritt (vgl. Fig. 1 S. 20).

Auch hier breitet sich die Wärme vom Rande in das Innere der Scheibe hinein durch Leitung aus und sucht sich so möglichst weit zu verteilen; die eigentliche Kühlung des Fußpunktes des Lichtbogens

---

1) W. Duddell, The Electrician **46**, 269, 310, 1900.

2) H. Th. Simon, Phys. Ztschr. **6**, 297, 1905 und **7**, 433, 1906.

3) V. Poulsen, Elektrot. Ztschr. **27**, 1040, 1906.

4) W. H. Eccles, The Electrician **60**, 545, 587, 1908; vgl. auch dieses Jahrbuch **1**, 609, 1908.

geschieht jedoch dadurch, daß dauernd niedrig temperierte Randteilchen der Scheibe an den Bogen gelangen, während die bereits erwärmten aus seinem Bereiche fortgeführt werden.

Die Kühlung geschieht also im wesentlichen durch den materiellen Transport der Wärme, die in die Randteilchen übergetreten ist; diese selbst kühlen sich fernerhin durch Wärmeleitung in die Scheibe hinein

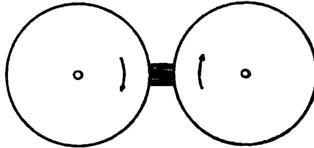


Fig. 1.

ab, und diese wiederum verliert ihre Wärme durch Strahlung, Leitung und Ventilation an die umgebende Luft. Im stationären Zustande nimmt die ganze Scheibe eine gewisse Temperatur an, die wegen der ausgleichenden Wirkung der Wärmeleitung an allen Stellen merklich dieselbe ist, nur dort am Rande, wo der Lichtbogen brennt und wo die Wärme zugeführt wird, tritt eine erhebliche Steigerung über die mittlere Scheibentemperatur ein.

Es soll nun unsere Aufgabe sein, diese Temperatursteigerung, die ein Maß für die Güte der Anordnung ist, abhängig von der zugeführten Energie, den Abmessungen, Materialkonstanten und der Geschwindigkeit der Scheibe darzustellen. Wir wollen uns aber darauf beschränken, die an der Elektrode freiwerdende Wärmemenge als zeitlich konstant vorauszusetzen, während sie ja in Wahrheit im Takte der elektrischen Schwingungen schwankt, da man hieraus schon alles Wesentliche erkennt und die Rechnung sonst unnötig kompliziert wird. Auch sonst sollen einige vereinfachende Annahmen gemacht werden, die das Resultat nicht wesentlich trüben, aber im Interesse der Rechnung geboten sind.

Wir nehmen an, daß die Basis des Lichtbogens auf dem Scheibenrande von der Dicke d ein Rechteck bildet, das sich über eine Strecke von b cm längs des Umfanges erstreckt (Fig. 2). Da diese Breite b nur klein ist gegenüber dem Umfange der Scheibe, so dürfen wir uns diesen unbedenklich geradlinig abgewickelt denken, um rechtwinklige Koordinaten zur Rechnung verwenden zu können. Wärmestrahlung nach außen nehmen wir während der kurzen Erwärmungsperiode jedes Teilchens nicht an, dagegen müssen wir die Wärmeleitung ins Innere der Scheibe hinein schon vom Beginne der Wärmezufuhr an in Be-

tracht ziehen, da die äußerste Oberflächenschicht allein die Wärme nicht aufnehmen kann, sondern sie momentan weiterleitet.

Wir wollen die Übertemperatur des Metalles in der Nähe des Lichtbogens gegenüber der mittleren Scheibentemperatur mit u bezeichnen, t sei die laufende Zeit, und die Koordinaten x, y, z seien nach

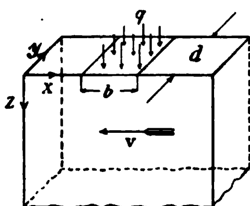


Fig. 2.

Fig. 2 orientiert. Dann ist für unser zweidimensionales Problem die Verteilung der Temperatur durch die Wärmeleitungsgleichung[1]) gegeben:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = \frac{1}{a} \frac{d u}{d t} \cdot \tag{1}$$

Das Temperaturleitvermögen a ist abhängig von der Wärmeleitfähigkeit λ, der spezifischen Wärme c und dem spezifischen Gewicht γ des Metalles nach der Formel:

$$a = \frac{\lambda}{c\gamma} \cdot \tag{2}$$

Der substantielle Differentialquotient $\frac{d u}{d t}$ bedeutet die Temperaturzunahme jedes einzelnen Teilchens, das sich unter dem Lichtbogen mit einer Umfangsgeschwindigkeit v fortbewegen möge. Es ist bequemer, ein ruhendes Bezugsystem zugrunde zu legen und nur die lokalen Veränderungen $\frac{\partial u}{\partial t}$ der Temperatur zu betrachten. Beide sind verknüpft durch die Beziehung

$$\frac{d u}{d t} = \frac{\partial u}{\partial t} + v \frac{\partial u}{\partial x} \cdot \tag{3}$$

Da wir fernerhin nur stationäre Zustände betrachten wollen, so fällt

1) Vgl. Riemann-Weber, Die partiellen Differentialgleichungen der mathematischen Physik. Braunschweig 1901. Bd. II. S. 82.

für uns $\frac{\partial u}{\partial t}$ überhaupt fort und die Wärmeleitungsgleichung wird

$$\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{v}{a}\frac{\partial u}{\partial x} = 0\,. \tag{4}$$

Würde man die periodische Wärmezufuhr aus dem Lichtbogen mit in Ansatz bringen, dann hätte man den Ausdruck (3) voll beizubehalten.

Wir wollen uns zunächst nach solchen Lösungen der Differentialgleichung (4) umsehen, durch die wir einen allgemeinen Überblick über die Wärmeströmungen und den Temperaturverlauf in der Scheibe erhalten. Da jedes Teilchen nach Durchlaufen eines ganzen Umfanges τ der Scheibe wieder dieselbe Temperatur besitzt, so können wir u als periodische Funktion von x ansetzen, die wir in der Form einer Fourierschen Reihe darstellen wollen. Die Grundschwingung sei

$$u_1 = U_1 \cos\frac{2\pi x}{\tau} \tag{5}$$

oder in komplexer Darstellung

$$u_1 = U_1 e^{i\alpha x}, \quad \alpha = \frac{2\pi}{\tau} \tag{5a}$$

wobei U_1 eine Funktion von y ist. Wir gewinnen diese, indem wir mit dem Ansatze in die Differentialgleichung (4) eingehen, und erhalten

$$\frac{\partial^2 U_1}{\partial y^2} - \left(\alpha^2 + i\alpha\frac{v}{a}\right) U_1 = 0\,. \tag{6}$$

Die Lösung dieser Gleichung ist, zweckmäßig geschrieben,

$$U_1 = \mathfrak{U}_1 e^{-(\varkappa + i\beta)y}, \tag{7}$$

wobei $\varkappa$ und β aus der komplexen Gleichung

$$(\varkappa + i\beta)^2 = \alpha^2 + i\alpha\frac{v}{a} \tag{8}$$

zu berechnen sind. Man findet:

$$\left.\begin{aligned} \varkappa^2 &= \frac{\alpha}{2}\left\{\sqrt{\alpha^2 + \left(\frac{v}{a}\right)^2} + \alpha\right\} \\ \beta^2 &= \frac{\alpha}{2}\left\{\sqrt{\alpha^2 + \left(\frac{v}{a}\right)^2} - \alpha\right\} \end{aligned}\right\}, \tag{9}$$

so daß hiermit die Lösung numerisch berechnet werden kann. Der Temperaturverlauf gehorcht also nach Gleichung (5a) und (7) dem Gesetze

$$u_1 = \mathfrak{U}_1 e^{-\varkappa y + i(\alpha x - \beta y)}$$

oder, wenn wir wieder zum Reellen übergehen

$$u_1 = \mathfrak{U}_1 e^{-\varkappa y} \cos(\alpha x - \beta y). \tag{10}$$

Dieser Ausdruck stellt eine Temperaturwelle dar, die in die Scheibe hineinwandert und die dabei nach Maßgabe des räumlichen Dämpfungsfaktors $\varkappa$ verlöscht.

Die Schwankungen sind auf $1\,^0/_0$ abgedämpft in einer Tiefe δ, die sich bestimmt aus

$$e^{-\varkappa\delta} = 0{,}01;$$

daher ist

$$\delta = \frac{\ln 100}{\varkappa} = \frac{4{,}605}{\varkappa}. \tag{11}$$

Wie man aus dem Argumente des Cosinus erkennt, schreitet die Wärme nicht radial nach innen fort, sondern auf Bahnen, die wie in Fig. 8

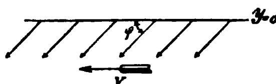


Fig. 8.

unter einem Winkel φ gegen die Oberfläche geneigt sind, der sich berechnet aus

$$\operatorname{ctg} \varphi = \frac{\beta}{\alpha} = \sqrt{\frac{1}{2}\sqrt{1 + \left(\frac{v}{\alpha a}\right)^2} - \frac{1}{2}}. \tag{12}$$

Diese schräge Strömungsrichtung kommt durch die vereinigte Wirkung der Wärmeleitung und der materiellen Konvektion zustande. Je größer die Geschwindigkeit v der Scheibe gegenüber der Wanderungsgeschwindigkeit der Wärme ist, um so mehr sind die Bahnen gegen die Oberfläche geneigt, um so kleiner folgt auch aus Gleichung (12) der Winkel φ.

Um eine Anschauung von der Größenordnung der Dämpfung und der Richtung des Wärmestromes zu erhalten, wollen wir ein kurzes Beispiel rechnen. Das Temperaturleitvermögen ist für Kupfer $a = 1{,}14 \frac{\text{cm}^2}{\text{sec}}$. Wir nehmen eine Scheibe an von 10 cm Durchmesser,

die eine Umdrehung pro Sekunde machen möge, dann hat man $v = 31{,}4 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$; $\alpha = 0{,}2\ \text{cm}^{-1}$ und daher

$$\frac{v}{\alpha a} = 138\,.$$

Damit erhält man den Dämpfungsfaktor $\varkappa = 1{,}67$ und die Eindringungstiefe der Wärme zu

$$\delta = 2{,}76\ \text{cm}\,.$$

Andererseits berechnet sich die Schräge der Wärmeströmung zu

$$\varphi = 6^0\, 50',$$

so daß selbst bei dieser mäßigen Scheibengeschwindigkeit der Konvektion bei weitem der größte Anteil an der Wärmebewegung zukommt.

Wird die Geschwindigkeit v gesteigert, wie das praktisch meist zutreffen dürfte, dann überwiegt ihr Einfluß noch viel mehr. Man erkennt, daß schon bei den oben angenommenen Werten der Ausdruck $\frac{v}{\alpha a}$ sowohl in Gleichung (12) als auch in Gleichung (9) die anderen Glieder weit übertrifft, so daß wir diese für eine Näherungsdarstellung streichen können. Wir erhalten so für den Dämpfungsfaktor

$$\varkappa = \beta = \sqrt{\frac{\alpha v}{2 a}} \tag{9a}$$

und für den Strömungswinkel

$$\operatorname{tg} \varphi = \sqrt{\frac{2 \alpha a}{v}} \tag{12a}$$

als Ausdrücke, die schon bei mäßigen Geschwindigkeiten gültig sind.

Wir wollen danach fragen, wie groß diejenige Geschwindigkeit ist, die der Größenordnung nach etwa dieselbe Wirkung hervorbringt, wie die Wärmeleitung. Da das Überwiegen der Konvektion oder Wärmeleitung sich nach dem Werte richtet, den $\frac{v}{\alpha a}$ gegenüber 1 annimmt, so werden beide ungefähr denselben Einfluß ausüben bei

$$v = \alpha a = \frac{2 \pi \lambda}{\tau c \gamma}\,. \tag{13}$$

Bei unserer Kupferscheibe von 10 cm Durchmesser brauchen wir also nur die geringe Geschwindigkeit von

$$v = 0{,}228 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$$

anzuwenden um bereits einen sehr merkbaren kühlenden Einfluß der Bewegung zu erhalten.

Unsere Lösung Gleichung (10) stellt nur einen sehr speziellen Wärmezustand dar, der in der Scheibe möglich ist. Eine allgemeinere Lösung, die wir den wirklich vorhandenen physikalischen Grenzbedingungen anpassen können, erhalten wir, wenn wir uns nicht auf die Grundwelle der Temperaturverteilung beschränken, sondern sämtliche Oberwellen mit der Ordnungszahl n mit hinzunehmen. Wir schreiben also allgemeiner

$$u = \sum_n \mathfrak{U}_n e^{-\varkappa_n y} \begin{Bmatrix}\cos\\ \sin\end{Bmatrix} (n \alpha x - \beta_n y) \tag{14}$$

und haben dann die Möglichkeit, durch passende Wahl der Amplituden $\mathfrak{U}_n$ jede beliebige Temperaturverteilung am Scheibenrande darstellen zu können.

Die Konstanten $\varkappa_n$ und β_n berechnen sich ebenfalls nach Gleichung (9), wenn man nur überall α noch mit der Ordnungszahl der betreffenden Oberwelle multipliziert. Die entsprechenden Näherungsformeln für nicht zu kleine Geschwindigkeiten

$$\varkappa_n = \beta_n = \sqrt{\frac{n \alpha v}{2 a}} \tag{9b}$$

und

$$\operatorname{tg} \varphi_n = \sqrt{\frac{2 n \alpha a}{v}} \tag{12b}$$

zeigen uns, daß die Dämpfung der Wärmebewegung im Innern der Scheibe für die Oberschwingungen zunimmt wie die Wurzel aus der Ordnungszahl, während gleichzeitig ihre Neigung gegen die Oberfläche in demselben Maße größer wird. Um die Wärmekonvektion gegenüber der Leitung hervortreten zu lassen, bedarf man also bei den Oberwellen höherer Umfangsgeschwindigkeiten; es muß

$$v = n \alpha a \tag{13a}$$

sein, um dieselbe Größenordnung beider zu bewirken und erst wenn v erheblich größer wird, überwiegt die Konvektion derart, daß man die Näherungsformeln für $\varkappa_n$ und φ_n gebrauchen darf. Dies ist auch ganz natürlich, denn bei den Oberschwingungen folgen sich die Temperatur-

unterschiede räumlich schneller aufeinander, so daß die Wärmeleitung bei ihnen stärker hervortritt.

Nun erhält man, wenn man die Randtemperatur der rotierenden Scheibe in eine Fourierreihe entwickelt, eine recht große Anzahl von Oberschwingungen, da der Lichtbogen nur einen kleinen Teil des Umfanges bedeckt und eine größere Zahl von Gliedern zur Approximation dieser Temperaturverteilung nötig ist. Immerhin kann man mit vielleicht 100 Oberschwingungen schon jeden beliebigen Verlauf mit praktisch vollkommen ausreichender Genauigkeit darstellen, so daß mit den Zahlen des obigen Beispiels eine Geschwindigkeit, die größer ist als

$$v = 22{,}8\,\frac{\mathrm{cm}}{\mathrm{sec}}\,, \tag{14}$$

genügt, um den Einfluß der Wärmekonvektion vorherrschen zu lassen. Da die in den Marconischen Apparaten erzeugten Geschwindigkeiten das 100fache dieses Wertes und mehr betragen, so ist es durchaus gestattet, stets

$$\frac{v}{a} \text{ groß gegen } n\alpha \tag{15}$$

zu setzen und alle Näherungsformeln für große Geschwindigkeiten zu verwenden.

In Wirklichkeit ist uns die Temperatur am Scheibenrande, die nach Gleichung (14), für $y = 0$, dargestellt ist durch

$$u = \sum_n \mathfrak{U}_n \begin{Bmatrix}\cos\\ \sin\end{Bmatrix} (n\alpha x),$$

gar nicht bekannt, im Gegenteil, es war unser Wunsch, sie in Abhängigkeit von der zugeführten Energiemenge zu berechnen. Dazu dient folgende Aussage der Theorie der Wärmeleitung.

Die Dichte des Wärmestromes an jeder Stelle, d. h. die sekundlich durch ein Quadratzentimeter strömende Wärme, ist proportional dem Temperaturgefälle in der betreffenden Richtung ν und der Wärmeleitfähigkeit:

$$q_\nu = -\lambda\,\frac{\partial u}{\partial \nu}\,. \tag{16}$$

Wenn an der betrachteten Elektrode eine gesamte Wärmemenge $\mathfrak{Q}$ frei wird und in die Scheibe strömt, dann ist für die Oberfläche unter dem Lichtbogen (vgl. Fig. 2)

$$q_y = -\lambda \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_{y=0} = \frac{\mathfrak{Q}}{bd} \tag{17}$$

als bekannt anzusehen, wobei sich die Wärmemenge $\mathfrak{Q}$ in Grammkalorien aus der elektrischen Leistung W in Watt nach der bekannten Beziehung berechnet:

$$\mathfrak{Q} = 0{,}24 \cdot W.$$

Wir können somit die Kurve der zugeführten Wärme q längs des Umfanges in eine Fourierreihe entwickeln und deren Koeffizienten vermittels der Gleichung (17) mit derjenigen vergleichen, die sich durch Differentiation der Reihe (14) nach y für die Oberfläche ergeben. Auf diese Weise lassen sich die $\mathfrak{U}_n$ berechnen, und durch Summierung der Reihe kann man dann die Temperatur an jeder Stelle angeben.

Dies Verfahren ist äußerst umständlich und liefert nur für den speziellen Fall numerische Werte. Zur allgemeinen Diskussion des Temperaturverlaufs eignet es sich keineswegs. Es soll daher zur weiteren Lösung des Problems ein anderer Weg eingeschlagen werden, zu dessen Beschreitung wir jedoch die bisher gewonnenen Erkenntnisse nötig haben. Er wird uns im allgemeinen zu einer einfacheren Darstellung der Temperaturverteilung am Scheibenrande führen, gibt uns jedoch nicht ein so klares Bild von der Wärmebewegung im Innern der Scheibe, wie der bisherige Weg.

Wir wollen die Aussage, daß die Wärmekonvektion die Leitung in der Umfangsrichtung überwiegt, direkt in die Differentialgleichung (4) des Problems

$$\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{v}{a}\,\frac{\partial u}{\partial x} = 0$$

einführen und demzufolge das zweite Glied $\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$ gegenüber den beiden anderen vernachlässigen. Diese Gleichung stellt ja die Wärmebilanz jedes Elementarteilchens dar, in dem vom Wärmestrom in der y-Richtung, nämlich $-\lambda\frac{\partial u}{\partial y}$, der Betrag der Änderung des Stromes, nämlich $-\lambda\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$, stecken bleibt; ein ähnlicher Wärmebeitrag, und zwar $-\lambda\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$, rührt vom Wärmestrom in der x-Richtung her, und schließ-

lich ist $v \cdot c\gamma \cdot u$ der Konvektionsstrom in der x-Richtung, dessen Änderung $v c \gamma \frac{\partial u}{\partial x}$ die Wärmebilanz vervollständigt.

Daß die Vernachlässigung dieses zweiten Gliedes in der Tat identisch ist mit unserer Aussage (15) über die in Wirklichkeit herrschenden Größenverhältnisse von v, a und α sieht man am besten, wenn man die frühere Lösung

$$u = \mathfrak{U}_n e^{-\varkappa_n y + i(n\alpha x - \beta_n y)}$$

nach den Koordinaten differenziert. Es verhalten sich dann die Beträge der drei Glieder folgendermaßen:

$$\left|\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right| : \left|\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}\right| : \left|\frac{v}{a}\frac{\partial u}{\partial x}\right| = \frac{v}{a} : n\alpha : \frac{v}{a},$$

so daß die Streichung des zweiten Gliedes für praktisch vorkommende Verhältnisse voll gerechtfertigt ist.

Die Differentialgleichung unseres Problems lautet also jetzt

$$k\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} - \frac{\partial u}{\partial x} = 0, \tag{18}$$

wo $k = \frac{a}{v}$ gesetzt ist.

Als Randbedingung haben wir zunächst in Betracht zu ziehen, daß — wegen des Ausschlusses der tangentialen Wärmeleitung — alle Punkte, die unter der Eintrittskante des Lichtbogens $x = 0$ (vgl. Fig. 4) liegen, die mittlere Scheibentemperatur besitzen, also die Über-

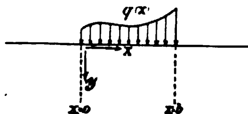


Fig. 4.

temperatur $u = 0$. Ebenso sind nach den früheren Ausführungen auch in größeren Entfernungen vom Scheibenrande keine Temperaturschwankungen mehr vorhanden. Es gilt demnach

$$\left.\begin{array}{l} \text{für } x = 0 \;\; : u = 0, \\ \text{für } y = \infty : u = 0. \end{array}\right\} \tag{19}$$

Sodann führen wir der Scheibe an ihrem Rande $y = 0$ an jeder Stelle x eine bestimmte Wärmemenge pro Flächeninhalt : $q(x)$ zu, über deren Abhängigkeit von x wir zunächst keine näheren Annahmen machen wollen. Als weitere Randbedingung[1]) haben wir also nach Gleichung (17):

$$\text{für } y = 0 : \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\lambda} q(x). \tag{20}$$

Durch die Differentialgleichung (18) und die drei Grenzbedingungen (19) und (20) ist das Problem vollständig und eindeutig bestimmt, und es kommt jetzt darauf an, eine Lösung der Differentialgleichung zu finden, die auch diesen Randbedingungen Genüge leistet.

Ein Integral der Wärmeleitungsgleichung (18), das die beiden Bedingungen (19) erfüllt, ist bekannt; es lautet[2]):

$$u = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{-\frac{y}{2\sqrt{kx}}} d\eta\, e^{-\eta^2} f(y + 2\eta\sqrt{kx}), \tag{21}$$

wobei η eine Integrationsvariable ist. Die Art der Funktion f ist darin zunächst noch willkürlich, sie muß so gewählt werden, daß auch Gleichung (20) befriedigt wird.

Daß in dem Integral sowohl für $x = 0$ als auch für $y = \infty$ die Temperatur u zu Null wird, ist ohne weiteres ersichtlich, da für beide Werte die obere Grenze mit der unteren identisch wird; daß auch der Differentialgleichung entsprochen wird, ist durch Ausrechnen der betreffenden Differentialquotienten ebenfalls leicht zu erkennen.

Um die Bedingung (20) verwenden zu können, differenzieren wir unsere Lösung nach y. Dabei ist zu beachten, daß wegen der variablen oberen Integralgrenze auch diese mit zu differenzieren ist. Man erhält

$$\frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{f(0)}{2\sqrt{\pi k x}} e^{-\frac{y^2}{4kx}} + \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{-\frac{y}{2\sqrt{kx}}} d\eta\, e^{-\eta^2} f'(y + 2\eta\sqrt{kx})$$

1) Für gegebene Randtemperaturen sind geschlossene Lösungen der Wärmeleitungsgleichung (18) bekannt, Riemann-Weber l. c. Bd. II S. 102, dieselben lassen sich hier leider nicht verwerten.

2) Vgl. z. B. Riemann-Weber, l. c. Bd. II S. 95.

und daher für den Scheibenrand bei $y = 0$:

$$\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_{y=0} = -\frac{f(0)}{2\sqrt{\pi k x}} + \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int\limits_{-\infty}^{0} d\eta\, e^{-\eta^2} f'(2\eta\sqrt{kx}). \qquad (22)$$

Da wir für $x = 0$ Endlichkeit des Temperaturanstieges $\frac{\partial u}{\partial y}$ verlangen müssen, so muß das Anfangsglied unbedingt zu Null werden, so daß wir als erste Bedingung für die zu bestimmende Funktion erhalten:

$$f(0) = 0. \qquad (23)$$

Der weitere Verlauf regelt sich dann durch die Verbindung von Gleichung (20) und (22) nach der Beziehung

$$\int\limits_{-\infty}^{0} d\eta\, e^{-\eta^2} f'(2\eta\sqrt{kx}) = -\frac{\sqrt{\pi}}{\lambda}\, q(x). \qquad (24)$$

Diese Integralgleichung für die unbekannte Funktion f, oder auch besser für deren Differentialquotienten f', hat folgende Bedeutung: Es wird eine Funktion von 2 Variablen η und x gesucht, die jedoch nur in der Verbindung $\eta\sqrt{x}$ vorkommen dürfen. Diese Funktion soll nun, wenn man sie in ihrem ganzen Verlaufe mit $e^{-\eta^2}$ multipliziert und dann über alle η von $-\infty$ bis 0 integriert, gerade die gegebene Funktion $q(x)$ liefern. Das ist offenbar eine recht komplizierte Bedingung, der man zu genügen hat und es dürfte daher kaum möglich sein, eine geschlossene Form für die unbekannte Funktion abhängig von der bekannten aufzustellen.

Die Lösung derartiger Integralgleichungen in relativ einfacher Form aufzufinden, ist überhaupt nur in vereinzelten Fällen möglich, glücklicherweise liegt hier jedoch ein solcher vor. Wir wollen für die unbekannte Funktion den folgenden Potenzansatz machen:

$$f'(2\eta\sqrt{kx}) = F_n \cdot (2\eta\sqrt{kx})^{2n}, \qquad (25)$$

den wir als allgemeines Glied einer Potenzreihenentwickelung ansehen können, dessen Koeffizient F_n ist.

Gehen wir damit in die Integralgleichung (24) ein, dann dürfen wir beachten, daß unter dem Integral allein η variabel ist und erhalten:

$$(2\sqrt{kx})^{2n} F_n \int_{-\infty}^{0} d\eta\, \eta^{2n} e^{-\eta^2} = -\frac{\sqrt{\pi}}{\lambda} q(x).$$

Diese Beziehung können wir befriedigen, wenn wir annehmen, daß $q(x)$ — also die pro Quadratzentimeter dem Umfang zugeführte Wärmemenge — wie die $n$te Potenz von x variiert, etwa:

$$q(x) = Q_n x^n. \tag{26}$$

Der Exponent selbst ist dabei noch ganz willkürlich, so daß man durch passende Wahl den vorliegenden Verhältnissen immerhin einigermaßen gerecht werden kann. Da somit Q_n und n gegeben sind, so kann der Wert von F_n aus der Gleichung berechnet werden:

$$-\frac{\lambda}{\sqrt{\pi}} (4k)^n F_n \int_{-\infty}^{0} d\eta\, \eta^{2n} e^{-\eta^2} = Q_n, \tag{27}$$

in der das Integral jetzt nur noch einen reinen Zahlenwert darstellt, der nötigenfalls durch Planimetrieren bestimmt werden kann.

Aus Gleichung (25) erhalten wir durch Integration, unter Beachtung der Bedingung (23), die gesuchte Funktion selbst zu:

$$f(2\eta\sqrt{kx}) = \frac{F_n}{2n+1} (2\eta\sqrt{kx})^{2n+1}, \tag{28}$$

womit das Problem im Prinzip gelöst ist.

Es kommt uns nun in letzter Linie darauf an, den Temperaturverlauf unter dem Lichtbogen kennen zu lernen. Nach Gleichung (21) ist derselbe für den Scheibenrand $y = 0$ gegeben durch

$$u(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{0} d\eta\, e^{-\eta^2} f(2\eta\sqrt{kx}) \tag{29}$$

und wenn wir die jetzt bekannte Funktion f einsetzen und die in Bezug auf η konstanten Faktoren vor das Integral ziehen, so erhalten wir

$$u(x) = \frac{(2\sqrt{kx})^{2n+1}}{(2n+1)\sqrt{\pi}} F_n \int_{-\infty}^{0} d\eta\, \eta^{2n+1} e^{-\eta^2} \tag{30}$$

wobei das hier auftretende Integral ebenfalls ein Zahlenwert ist, der sich stets berechnen läßt.

Man kann die Temperatursteigerung direkt durch die zugeführte Wärmemenge ausdrücken, wenn man durch Gleichung (27) dividiert und so die Zwischengröße F eliminiert. Dabei heben sich noch einige andere Glieder fort und es bleibt:

$$u(x) = \frac{2}{\lambda}\sqrt{\frac{kx}{\pi}}\, Q_n x^n \frac{\sqrt{\pi}}{2n+1} \frac{-\int\limits_{-\infty}^{0} d\eta\, \eta^{2n+1} e^{-\eta^2}}{\int\limits_{-\infty}^{0} d\eta\, \eta^{2n} e^{-\eta^2}} \qquad (31)$$

Bevor wir diese Formel diskutieren, mögen erst einige Bemerkungen über die auftretenden Integrale gemacht werden[1]). Sowohl $e^{-\eta^2}$ als auch η^{2n} sind für beliebige Werte von n gerade Funktionen, so daß wir im unteren Integral statt von $-\infty$ bis 0 auch von 0 bis ∞ integrieren dürfen, was für die Rechnung übersichtlicher ist. η^{2n+1} ist dagegen eine ungerade Funktion, und wenn wir oben dieselbe Umwandlung der Grenzen vornehmen,. dann muß das Minuszeichen dort fortfallen. Für den Exponenten n können wir jeden beliebigen positiven Wert zulassen, auch Null ist erlaubt, negative dagegen müssen wir ausschließen, da sonst die Integrale unendlich werden könnten. In der Tat widerspricht das der Bedingung (23), auch müßten wir sonst nach Gleichung (26) $q(x)$ für $x = 0$ Unendlich annehmen, so daß diese Beschränkung ihren physikalischen Grund besitzt.

Die beiden letzten Glieder der Gleichung (31) sind einzig und allein vom Exponenten n abhängige reine Zahlenwerte, die wir mit ε_n bezeichnen wollen:

$$\varepsilon_n = \frac{\sqrt{\pi}}{2n+1} \frac{\int\limits_{0}^{\infty} d\eta\, \eta^{2n+1} e^{-\eta^2}}{\int\limits_{0}^{\infty} d\eta\, \eta^{2n} e^{-\eta^2}}. \qquad (32)$$

---

1) Es sei bemerkt, daß diese Integrale auch bei anderen Problemen vorkommen, es sind die sogenannten „Gammafunktionen“, die definiert werden durch:

$$\Gamma(n) = 2\int\limits_{0}^{\infty} d\eta\, \eta^{2n-1} e^{-\eta^2}.$$

Von der Theorie dieser Funktionen soll hier jedoch kein Gebrauch gemacht werden.

Sie geben uns ein Maß für die auftretende Temperatursteigerung im Verhältnis zur aufgewandten Wärmemenge, wenn alle anderen Größen als n ungeändert bleiben. Um die Integrale auszuwerten, beginnen wir mit dem einfachsten Falle, $n = 0$. Dann wird das obere Integral:

$$\int_0^\infty d\eta\, \eta\, e^{-\eta^2} = -\frac{1}{2}\int_0^\infty d(e^{-\eta^2}) = \frac{1}{2}.$$

Das untere ist mühsamer zu berechnen[1], man findet

$$\int_0^\infty d\eta\, e^{-\eta^2} = \frac{\sqrt{\pi}}{2}$$

und damit erhalten wir

$$\varepsilon_0 = 1. \tag{33}$$

Für die folgenden Werte von ε wollen wir uns darauf beschränken, sie für ganzzahlige n zu berechnen, da dies in analytisch einfacher Weise durchführbar ist. Die Zwischenwerte schätzt man dann leicht durch graphische Interpolation.

Durch partielle Integration findet man

$$\int \eta^p e^{-\eta^2} d\eta = -\frac{1}{2}\left[\eta^{p-1} e^{-\eta^2}\right] + \frac{1}{2}\int e^{-\eta^2} d(\eta^{p-1})$$

und daraus die Rekursionsformel für $p > 1$:

$$\int_0^\infty \eta^p e^{-\eta^2} d\eta = \frac{p-1}{2}\int_0^\infty \eta^{p-2} e^{-\eta^2} d\eta, \tag{34}$$

mit deren Hilfe man alle Integrale mit höherem Exponenten n auf die beiden obenstehenden beziehen kann. Im Zähler wie im Nenner der Gleichung (32) hat man zu dem Zwecke $n$mal zu rekurrieren, und erhält auf diese Weise im ganzen

$$\varepsilon_n = \frac{2 \cdot 4 \cdot 6 \cdot 8 \cdots (2n)}{1 \cdot 3 \cdot 5 \cdot 7 \cdots (2n+1)}. \tag{35}$$

Für $n > 5$ läßt sich dieser Ausdruck — mit Hilfe einer bekannten Produktdarstellung für π — genau genug als Näherungsformel schreiben:

---

1) Riemann-Weber, l. c. Bd. I S. 27.

$$\varepsilon_n = \sqrt{\frac{\pi}{2(2n+1)}}. \tag{35a}$$

In Fig. 5 ist der Wert von ε_n abhängig von n aufgezeichnet; man sieht daraus, daß ε mit wachsendem n kleiner wird, daß also eine langsam an-

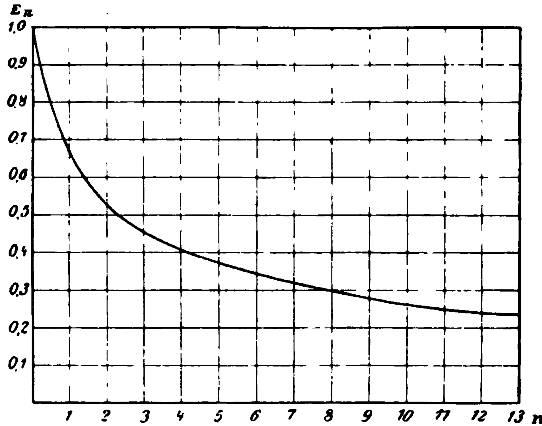


Fig. 5.

steigende Wärmeverteilungskurve eine verhältnismäßig geringere Temperatur erhöhung hervorbringt. Je größer nämlich der Exponent n ist, um so flacher sind die Kurven x^n in der Nähe des Nullpunktes gegen die x-Achse geneigt.

Unter der Annahme also, daß die zugeführte Wärme wie eine Potenzfunktion der Umfangskoordinate steigt, ist die Höhe der an jedem Punkte des Scheibenrandes herrschenden Temperatur nach Gleichung (31) gegeben durch

$$u(x) = \frac{2}{\lambda}\sqrt{\frac{kx}{\pi}}\,\varepsilon_n q(x)$$

oder wenn man den Wert von k nach Gleichung (18) und (2) einsetzt:

$$u(x) = \frac{2\,\varepsilon_n}{\sqrt{\pi v c \lambda \gamma}}\sqrt{x}\,q(x). \tag{36}$$

Es besteht demnach in diesem Falle das Gesetz, daß die Temperaturverteilungskurve aus der Kurve der pro cm² zugeführten Wärmemenge ohne weiteres erhalten wird, wenn man diese außer mit einem

konstanten Faktor noch mit $\sqrt{x}$ multipliziert. Ist die zugeführte Energie unabhängig von x, dann folgt die Temperatur einfach einer Parabel. Im Punkte $x = 0$ selbst ist die Übertemperatur unter allen Umständen Null, man erkennt daraus, wie unberechtigt es ist, wenn man, wie es häufig bei Wärmeleitungsaufgabe geschieht, einfach einen bestimmten willkürlichen Temperaturverlauf annimmt, ohne auf die transportierte Energiemenge Rücksicht zu nehmen.

Im allgemeinen wird nun die zugeführte Wärme nicht einen so einfachen Verlauf haben, wie wir bisher angenommen haben. Wie derselbe aber auch sein möge, stets können wir ihn in eine Potenzreihe entwickeln von der Form

$$q(x) = Q_0 + Q_1 x + Q_2 x^2 + Q_3 x^3 + \dots, \tag{37}$$

und da die Wärmeleitungsgleichungen linear sind, so gilt das Superpositionsprinzip und wir können unsere gewonnenen Resultate auf jedes Glied einzeln anwenden. Da in Gleichung (36) nur ε_n und $q(x)$ von der Größe des Exponenten n abhängig sind, so erhalten wir als Reihe für den Temperaturverlauf ganz allgemein:

$$\left.\begin{aligned} u(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi v c \lambda \gamma}} \sqrt{x} \Big\{ Q_0 + \frac{2}{3} Q_1 x + \frac{2 \cdot 4}{3 \cdot 5} Q_2 x^2 + \\ \frac{2 \cdot 4 \cdot 6}{3 \cdot 5 \cdot 7} Q_3 x^3 + \dots \Big\}. \end{aligned}\right\} \tag{38}$$

Wegen der abnehmenden Koeffizienten ε_n konvergiert diese Reihe besser als $q(x)$; das bedeutet physikalisch, daß die Temperaturkurve abgerundeter und schlanker verläuft wie die Energiekurve. Der Faktor $\sqrt{x}$ deutet darauf hin, daß die Temperatur anfangs schnell steigt, mit zunehmendem x jedoch langsamer und langsamer.

Von besonderer Wichtigkeit ist der Wurzelausdruck im Nenner. Zunächst läßt er erkennen, wie die Wärmeleitfähigkeit und spezifische Wärme des Scheibenmateriales wirken, man findet in der nachfolgenden Tabelle S. 36 die entsprechenden Zahlen; sodann aber liefert er den Einfluß, den die Umfangsgeschwindigkeit der Scheibe auf die Erwärmung ausübt. Es ist sehr bemerkenswert, daß die Kühlwirkung nicht einfach wie die Scheibengeschwindigkeit zunimmt, sondern nur wie deren Wurzel, so daß man zum Verdoppeln der Kühlung einer Vervierfachung der Geschwindigkeit bedarf. Dadurch werden die sehr hohen Geschwindigkeiten verständlich, die Marconi als notwendig zum Betriebe seiner Anordnungen erachtet.

Material	Wärme-leitvermögen λ in $\frac{\text{grcal}}{\text{cm sec } ^\circ\text{C}}$	Wärme-kapazität $c \cdot \gamma$ in $\frac{\text{grcal}}{\text{cm}^3\ ^\circ\text{C}}$	Temperatur-leitvermögen $a = \frac{\lambda}{c\gamma}$ in $\frac{\text{cm}^2}{\text{sec}}$	Wärme-konvektion $\lambda c \gamma$ in $\frac{\text{grcal}^2}{\text{cm}^4 \text{ sec } ^\circ\text{C}^2}$
Aluminium	0,35	0,56	0,63	0,20
Blei	0,083	0,34	0,24	0,028
Gold	0,70	0,60	1,17	0,42
Kupfer	0,92	0,81	1,14	0,74
Magnesium	0,38	0,43	0,87	0,163
Messing	0,27	0,78	0,34	0,21
Nickel	0,140	0,98	0,143	0,138
Platin	0,166	0,69	0,24	0,115
Rotguß	0,16	0,72	0,22	0,112
Silber	1,00	0,58	1,74	0,58
Schmiedeeisen	0,16	0,86	0,18	0,143
Stahl	0,10	0,84	0,12	0,084
Zink	0,26	0,65	0,40	0,17
Zinn	0,145	0,38	0,38	0,055

Wir wollen nun an einigen Beispielen berechnen, wie groß die Temperaturerhöhung unter dem Lichtbogen am bewegten Scheibenrande tatsächlich werden kann. Zuerst wählen wir den denkbar ein-

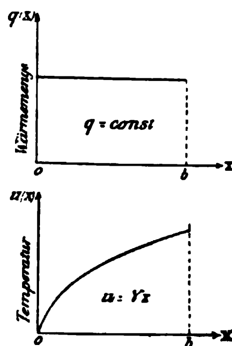


Fig. 6.

fachsten Fall, der bereits eine gute Annäherung an die Wirklichkeit liefern dürfte, daß die Wärmemenge über die ganze Breite b des Lichtbogens konstant ist (Fig. 6). Dann ist nach Gleichung (17)

$$q(x) = Q_0 = \frac{\mathfrak{Q}}{b\,d}$$

und damit wird die maximale Temperatur für $x = b$:

$$u_{\max} = \frac{2\,\mathfrak{Q}}{d\sqrt{\pi\, b\, v\, c\, \lambda\, \gamma}}\,. \tag{39}$$

Nehmen wir einen Lichtbogen an von 100 Volt und 50 Amp., und setzen die Hälfte dieser Energie, also 600 $\frac{\text{grcal}}{\text{sec}}$, für die rotierende Kupferelektrode an, die mit 20 m/sec bewegt werden möge, nehmen wir ferner die Lichtbogen- und Scheibenbreite zu 0,5 cm an, seine Länge in der Umfangsrichtung zu 2 cm, dann erhalten wir nach dieser Formel eine Übertemperatur von

$$u_{\max} = 24{,}8^0\ \mathrm{C}$$

unter dem Bogen. Die Kühlwirkung ist also außerordentlich stark.

Es ist fraglich, ob sich bei dieser geringen Elektrodentemperatur die charakteristische Erscheinung des Lichtbogens überhaupt ausbilden kann, sondern ob nicht die Elektrizität als sog. Glimmstrom von der einen zur anderen Elektrode fließt. Die Angaben, die Marconi selbst über das Aussehen der Erscheinung macht[1]), scheinen hierauf hinzudeuten. Die Charakteristik des Glimmstromes verläuft wahrscheinlich sehr steil[2]) und dadurch erklären sich die vorzüglichen Ergebnisse dieser Anordnung.

Wir wollen hiermit die Kühlwirkung vergleichen, die sich durch wassergekühlte hohle Elektroden bei demselben Lichtbogen erreichen läßt, der ebenfalls 1 qcm Elektrodenfläche besitzt und 600 grcal in diese hineinsendet. Nehmen wir die wärmedurchströmte Kupferschicht zu 2 mm Dicke an, dann erhalten wir in ihr einen Temperaturanstieg von etwa

$$\Delta_1 u = \frac{600 \cdot 0{,}2}{0{,}92} = 130^0\ \mathrm{C},$$

wobei 0,92 das Wärmeleitvermögen des Kupfers ist. Dazu kommt dann noch der Temperatursprung an der Berührungsfläche des Wassers, der von derselben Größenordnung ist. Nimmt man an, daß die Wärme sich innerhalb der Metallwandung etwa auf die 10 fache Fläche aus-

1) Dieses Jahrbuch 1, 609, 1908.
2) H. Th. Simon und H. W. Malcolm, Phys. Ztschr. 8, 471, 1907.

breitet, bis sie an das Wasser gelangt, dann erhält man bei einem Wärmeübergangskoeffizienten an siedendes Wasser[1]) von $0{,}28 \frac{\text{grcal}}{\text{cm}^2 \text{ sec } {}^0\text{C}}$ einen Temperatursprung von

$$\Delta_2 u = \frac{600}{10 \cdot 0{,}28} \cong 210^0 \text{ C}.$$

Die Elektrodentemperatur selbst ist also bei diesen Verhältnissen ungefähr

$$100 + 210 + 130 = 440^0 \text{ C},$$

eine Zahl, die natürlich nur den Wert einer rohen Abschätzung hat. Sie liegt in Wirklichkeit wohl noch erheblich höher, viel tiefer wird man sie jedoch weder durch dünnere noch durch dickere Wandungen herabdrücken können, da man stets nur das eine Temperaturgefälle auf Kosten des anderen verkleinern kann.

Die wahre Höhe der Elektrodentemperatur beim Marconigenerator hängt nach den oben berechneten Zahlen im wesentlichen von der mittleren Scheibentemperatur ab, die sich aber durch kräftige Kühlwirkung bequem auf einem geringen Betrage halten läßt. Die sehr großen von Marconi angewandten Umfangsgeschwindigkeiten dürften außer der oben durchgesprochenen Wirkung besonders auf eine starke Ventilation der ganzen Scheibe hinzielen.

Wir wollen noch den Fall untersuchen, in dem die dem Scheibenrande zugeführte Wärmemenge nicht konstant ist, sondern, wie in Fig. 7, nach einem parabolischen Gesetze verläuft:

$$q(x) = C \cdot x(b - x).$$

Die gesamte Wärmemenge ist dann durch Integration bestimmbar zu

$$\mathfrak{Q} = d \cdot \int_0^b q(x)\, dx = \frac{d\, b^3}{6} C,$$

so daß man nach Fortschaffung der Konstanten hat

$$q(x) = \frac{6\, \mathfrak{Q}}{d\, b} \frac{x}{b} \left(1 - \frac{x}{b}\right). \tag{40}$$

Die Koeffizienten der vorhandenen Glieder der Potenzreihe sind demnach

1) Nach Angaben der „Hütte", des Ingenieurs Taschenbuch Bd. I, 275, 1902.

$$\left.\begin{aligned} Q_1 &= \frac{6\,\mathfrak{Q}}{d\,b^2} \\ Q_2 &= -\frac{6\,\mathfrak{Q}}{d\,b^3} \end{aligned}\right\} \tag{41}$$

und damit ergibt sich für den Verlauf der Randtemperatur die Beziehung:

$$u(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi v c \lambda \gamma}} \cdot \frac{8\,\mathfrak{Q}}{d\,b} \left\{ \frac{x}{b} - \frac{4}{5}\,\frac{x^2}{b^2} \right\} \sqrt{x}. \tag{42}$$

Die entsprechende Kurve ist in Fig. 7 eingezeichnet.

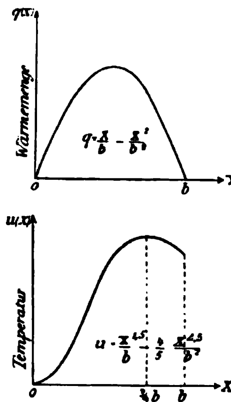


Fig. 7.

Die Temperatur besitzt ein Maximum bei

$$x = \frac{3}{4}\,b$$

und hat dort den Wert

$$u_{\max} = \frac{4{,}16\,\mathfrak{Q}}{d\sqrt{\pi b v c \lambda \gamma}}, \tag{43}$$

das ist über doppelt so viel, wie in dem zuerst behandelten Falle Gleichung (39); das durchgerechnete Beispiel würde hier eine Übertemperatur von

$$u_{\max} = 51{,}6^0\ C$$

ergeben. Solange man auf Schätzungen über den Verlauf der Wärme-

erzeugung angewiesen ist, kann man natürlich keine genaueren Temperaturangaben machen, es dürfte jedoch für praktische Zwecke voll und ganz genügen, mit einem mittleren Zahlenfaktor im Zähler, etwa 3 zu rechnen, da es wohl meistens mehr auf ein Bestimmen der Größenordnung der Temperatur als auf eine exakte Zahlenangabe ankommt. In Wirklichkeit ist die Wärmeerzeugung überhaupt nicht unabhängig von der Temperaturverteilung, denn dort wo die höhere Temperatur herrscht, wird auch die Stromdichte am größten sein. Unsere physikalischen Kenntnisse dieser Vorgänge sind jedoch noch zu wenig entwickelt, um derartige Zusammenhänge in eine brauchbare Formulierung kleiden zu können.

Über den Punkt $x = b$ hinaus regelt sich der Temperaturverlauf natürlich nach anderen Gesetzen, da hier die zugeführte Wärme gleich Null ist und nicht mehr dem einfachen geradlinigen oder parabolischen Gesetze genügt. Man würde die Fortsetzung der $u(x)$-Kurve finden können, wenn man $q(x)$ in eine solche Potenzreihe entwickelt, daß nicht nur der Verlauf unter dem Bogen, sondern auch der spätere durch sie dargestellt wird, sie müßten dann aber eine ganz erheblich größere Zahl von Gliedern erhalten. Interesse bietet diese Formulierung jedoch nicht, da man sowieso weiß, daß die Randtemperatur hinter dem Lichtbogen ziemlich schnell auf ihren mittleren Wert zurücksinkt, und da der Temperaturverlauf an dieser Stelle überdies auf die gesamten elektrischen Vorgänge keinen Einfluß hat.

(Eingesandt 10. September 1908.)

Funke oder Lichtbogen?

Von **H. Barkhausen.**

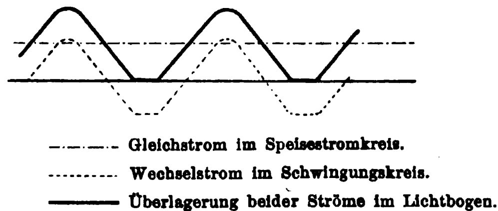
1. **Akustischer Vergleich.** Es gibt in der drahtlosen Telegraphie zurzeit zwei wesentlich verschiedene Systeme. Bei dem ersten älteren wird dem aus Kapazität und Selbstinduktion bestehenden Schwingungskreise durch Aufladen der Kapazität einmalig ein gewisser Energievorrat erteilt, der nach Auslösung durch den Funken einen allmählich abklingenden Schwingungszug erzeugt. Bei dem zweiten System dagegen wird dem Schwingungskreise durch einen eingeschalteten Lichtbogen dauernd soviel Energie nachgeliefert, daß eine Schwingung von

ganz gleichbleibender Stärke bestehen bleibt. Akustisch hat eine gespannte Saite sehr weitgehende Analogien mit einem elektrischen Schwingungskreise. Den Funkenschwingungen entspricht eine Schallwellenerzeugung dadurch, daß man der Saite durch Anspannen nach einer Seite, das dem Aufladen der Kapazität entspricht, eine gewisse Energiemenge erteilt, die sie nach dem Losreißen, das dem Durchschlagen beim Funken entspricht, in einer allmählich abklingenden Schwingung wieder abgibt. Den Lichtbogenschwingungen entspricht eine Tonerzeugung, wie sie bei der Violine durch Anstreichen der Saite entsteht. Durch zeitweises Anhaften und Wiederloßreißen von dem Violinbogen während jeder einzelnen Schwingung, wird die Saite dauernd in einer gleichmäßigen Schwingung erhalten. Ebenso unterhält der Lichtbogen die Schwingungen des Resonanzkreises durch zeitweises Erlöschen und Wiederzünden während jeder einzelnen Schwingung. Wie es nun ohne weiteres gelingt, durch Zupfen eine Saite in Schwingungen zu versetzen, während die Erzeugung eines reinen Tones durch Anstreichen immerhin eine gewisse Geschicklichkeit und besondere Präparierung der Saiten benötigt, so macht auch die Schwingungserzeugung durch den Funken nicht die geringste Schwierigkeit, während es beim Lichtbogen erst nach langem Probieren gelungen ist, ihn zur Schwingungserzeugung praktisch brauchbar zu machen. Die Erfindung der Anwendung von Wasserstoff beim Lichtbogen ist mit der des Kolophoniums beim Violinbogen vergleichbar.

2. Erzeugung der Schwingungsenergie. Man betrachtet vielfach den Lichtbogen und den Funken als etwas ganz heterogenes. Dies ist aber durchaus nicht der Fall. Der Funke ist ja nichts anderes als ein kurz andauernder Lichtbogen und man kann sogar experimentell jede beliebige Zwischenstufe zwischen einzelnen Funkenentladungen und der kontinuierlichen Schwingungserzeugung durch den Lichtbogen herstellen[1]. In beiden Fällen wird die bekannte Eigenschaft der Gasstrecke benutzt, bei hoher Spannung durchschlagen zu werden, bei stärkerem Stromdurchgang gut leitend zu bleiben, bei schwachem oder ganz aufhörendem Stromdurchgang dagegen die Leitfähigkeit nach kurzer Zeit zu verlieren. Bei den Funkenentladungen wird die Gasstrecke einmalig zu Anfang der Entladung durchschlagen und bleibt dann während der ganzen Dauer der Entladung wegen der meist enormen Stromstärke, die oft über 1000 Ampere beträgt, gut leitend. Nach der Entladung verliert die Gasstrecke während der relativ langen Pause ihre Leit-

1) Vgl. H. Th. Simon dieses Jahrbuch 1, 16, 1907.

fähigkeit vollständig, so daß die folgende Entladung wieder bei hoher Spannung einsetzt. Bei den dauernden Schwingungen, wo sich im Lichtbogen dem Wechselstrom des Schwingungskreises ein Gleichstrom überlagert (Fig. 1) muß die Leitfähigkeit während jeder einzelnen Schwingung



—·—·— Gleichstrom im Speisestromkreis.
··········· Wechselstrom im Schwingungskreis.
———— Überlagerung beider Ströme im Lichtbogen.

Fig. 1.

in der Zeit, wo der Strom im Lichtbogen fast null wird, nahezu verschwinden, damit ein hinreichendes Aufladen der Kapazität für die folgende Schwingung eintreten kann[1]. Da diese Zeit der Stromlosigkeit äußerst kurz ist, muß man künstliche Mittel, Kühlung der Elektroden, magnetisches Gebläse, Wasserstoff verwenden, um ein hinreichendes Verschwinden der Leitfähigkeit zu erzielen. Auch darf man mit der maximalen Stromstärke nicht über 5—10 Ampere hinausgehen. Lichtbogen und Funken bilden also insofern Gegensätze, als man bei ersterem auf eine Verringerung, bei letzterem auf eine Vergrößerung der Leitfähigkeit der Gasstrecke beim Stromdurchgang sehen muß. Die beim Lichtbogen verwandten Mittel (Wasserstoff) sind daher beim Funken schädlich.

Man kann beim Lichtbogen nicht von seiner dämpfenden Wirkung, sondern nur von dem Nutzeffekt dieses Gleichstromwechselstromumformers sprechen. Dieser beträgt zurzeit etwa 10—20 % und wird sich kaum mehr erheblich verbessern lassen. Denn es muß während jeder einzelnen Schwingung, d. h. z. B. bei einer Wellenlänge von 300 m eine Million mal in der Sekunde, die Gasstrecke immer wieder von neuem ionisiert und durch künstliche Mittel entionisiert werden, was einen nicht zu umgehenden Energieaufwand bedingt. Der Nutzeffekt kann um so größer werden, je geringer die Schwingungszahl, je größer also die Wellenlänge ist.

Beim Funken wird zunächst die ganze in der Kapazität auf-

1) Näheres siehe dieses Jahrbuch 1, 243, 1907.

gespeicherte Energie in Schwingungsenergie umgesetzt. Die geringe Ausgabe zum einmaligen Ionisieren der Gasstrecke spielt keine Rolle. Dafür übt aber der Funke während der weiteren Schwingungen eine dämpfende Wirkung aus, die den gesamten Nutzeffekt praktisch auf etwa 50 % herabdrückt (vgl. weiter unten). Durch Anwendung der bekannten Verhältnisse beim Lichtbogen auf den Funken läßt sich eine exakte Theorie dieser Funkendämpfung ableiten, die auch mit den experimentellen Beobachtungen übereinstimmt[1]). Für das logarithmische Dekrement eines nur durch den Funken gedämpften Schwingungskreises ergibt sich darnach

$$d_f = \frac{8\,A}{V},$$

wenn V das von der Schlagweite abhängige Entladungspotential und A die Spannung bedeutet, die ein Gleichstromlichtbogen großer Stromstärke an Stelle des Funkens besitzen würde. Das vom Funken herrührende Dekrement eines Schwingungskreises ist also unabhängig von dessen Selbstinduktion und Kapazität. Bei kleiner Funkenlänge ist es auch unabhängig von dieser, da sowohl die Lichtbogenspannung A als auch das Entladungspotential V der Funkenlänge proportional sind. Bei größeren Funkenlängen wird aber das Dekrement größer, da dann das Entladungspotential V mit der Funkenlänge nur noch wenig zunimmt, während A weiter proportional der Funkenlänge anwächst. Für nicht zu lange Funken in gewöhnlicher Luft beträgt das Dekrement im günstigsten Falle etwa $^1/_{40}$, wenn der Funke völlig aktiv bleibt, d. h. das statische Entladungspotential wirklich erreicht wird, was freilich nicht immer der Fall ist. Die gute Wirkungsweise des Resonanzinduktors beruht wesentlich mit darauf, daß besonders bei langsamer Funkenfolge selbst ein geringes Inaktivwerden der Funken nicht eintritt.

3. Ausstrahlung der Schwingungsenergie. Allgemeines. Die von einer Antenne ausgestrahlte Energie ist proportional dem Quadrate der Stromstärke in der Antenne. Man kann sie sich daher ersetzt denken durch einen in die Antenne eingeschalteten Ohmschen Widerstand, den sogenannten Strahlungswiderstand W_s. Für diesen gilt die Beziehung:

$$W_s = k\,\frac{h^2}{\lambda^2},$$

1) H. Barkhausen, Phys. Ztschr. 8, 624, 1907.

wobei h die Antennenlänge, λ die benutzte Wellenlänge und k ein konstanter Faktor ist, dessen Größe je nach der Antennenform zwischen 400 (für lineare Antennen) und 1600 (für T-Antennen) liegt, wenn W_s in Ohm gemessen wird[1]). Die ausgestrahlte Leistung ergibt sich zu

$$\mathfrak{L} = \frac{i^2 W_s}{2},$$

wenn i die Stromamplitude in der unteren Antenne ist. Führt man statt des Stromes i die Spannungsamplitude

$$e = i\sqrt{\frac{L}{C}}$$

ein, so wird

$$\mathfrak{L} = \frac{k\,C\,e^2\,h^2}{2\,L\quad\lambda^2}.$$

Schirmantennen sind hiernach einerseits wegen ihrer größeren Kapazität C, andererseits wegen des größeren Formfaktors k für starke Strahlung besonders günstig. Praktisch wird die auszustrahlende Leistung dadurch begrenzt, daß bei allzu hohen Spannungen an der Isolierung der Antenne Büschelentladungen entstehen, die einen großen Energieverlust bewirken, dieselbe Ursache, die bei Hochspannungsleitungen die Höhe der Spannung begrenzt. Das äußerste sind bei bester Isolierung etwa 100 000 Volt. Mißt man L und C in Zentimetern, so erhält man für $k = 900$

$$\mathfrak{L}_{\max} = 5 \cdot 10^6 \frac{C\,h^2}{L\,\lambda^2} \text{ Kilowatt.}$$

Praktisch pflegt das Verhältnis $\frac{C}{L}$ gegen $\frac{1}{250}$ zu betragen. Für eine grobe Überschlagsrechnung kann man daher die maximal von einer Antenne auszustrahlende Leistung zu

$$\mathfrak{L}^{\max} \sim 20000 \frac{h^2}{\lambda^2} \text{ K.W.}$$

annehmen. Von einer 50 m hohen Antenne und Verwendung einer Wellenlänge von 1000 m können also etwa bis zu 40 K.W. ausgestrahlt werden.

4. Ausstrahlung dauernder Schwingungen. Bei den Lichtbogenschwingungen pflegt wegen der dauernden Energieausstrahlung die

1) Vgl. R. Rüdenberg, Ann. d. Phys. 25, 446, 1908.

Leistung eine geringere zu sein gegenüber den Funkenschwingungen, wo die ganze Strahlungsleistung auf kurze Momente zusammengedrängt wird. Man kommt daher entweder mit kleineren Antennen aus oder kann größere Wellenlängen verwenden, was für die Energieabsorption im Empfänger sehr vorteilhaft ist (vgl. weiter unten). Die Leistung eines Lichtbogengenerators kann zurzeit nicht viel über 1 K.W. gesteigert werden. Es genügt dazu eine Antenne, deren Höhe nur etwa $^1/_{150}$ der verwandten Wellenlänge beträgt. Bei einer 100 m hohen Antenne könnte man also Wellen von 15 km Länge zum Telegraphieren noch gut verwenden. Der Strahlungswiderstand sinkt dann auf etwa $\frac{1}{25}\ \Omega$. Ist der Ohmsche Widerstand der Antenne ebenso groß, so geht ebensoviel Energie als Wärme in der Antenne verloren, als ausgestrahlt wird. Bei derartig gegen die Wellenlänge kleinen Antennen ist es daher höchst wichtig, den Ohmschen Widerstand des Antennenkreises äußerst gering zu gestalten. Insbesondere darf man bei Schirmantennen als vertikale Zuleitung keinen Einzeldraht nehmen, da dessen Widerstand wegen des Skineffektes ziemlich beträchtlich ist. Auch ist eine sehr gute Erdung wichtig.

So kleine Antennen oder so große Wellenlängen lassen sich nur verwenden, wenn man sie durch Koppelung mit einem Primärkreise bis auf die äußerste Spannung erregt. Schaltet man dagegen den Lichtbogen direkt in die Antenne, was praktisch wegen der Einfachheit und des Fehlens jeglicher Abstimmung von großem Vorteil ist, so wird die Antenne nur schwach erregt. Der Strom in der Antenne kann dann nämlich nicht größer werden als der höchstens 10—15 Ampere betragende Lichtbogenstrom. Zum Ausstrahlen von 1 K.W. müßte der Strahlungswiderstand 10 Ω betragen, was einer Antennenhöhe von etwa $^1/_9$ der Wellenlänge entspricht. Bei direkter Erregung sind also zur Ausstrahlung der gleichen Leistung etwa um das 15fache höhere Antennen nötig, als wenn die Antennen iduktiv erregt und voll belastet werden.

5. Ausstrahlung durch Funken gedämpfter Schwingungen. Bei der Schwingungserzeugung durch den Funken verwendet man fast ausschließlich einen mit der Antenne gekoppelten Schwingungskreis, in dem die Funkenstrecke liegt. Der Grund dafür ist einerseits, daß die Kapazität des Schwingungskreises beliebig groß gewählt werden kann, während die Kapazität der Antenne meist sehr klein ist. Man kann daher größere Energiemengen in die Schwingungen hineinstecken. Ein anderer Grund ist der, daß man durch entsprechende Wahl der Koppe-

lung die Antennen bis auf die höchste anwendbare Spannung von etwa 100 000 Volt erregen kann. Wollte man diese direkt durch den Funken erreichen, so müßte man zu sehr großen Schlagweiten greifen, für die das vom Funken herrührende Dekrement ungünstig wird. Die hohen Spannungen an der Antenne sind aber nötig, da die ausgestrahlte Leistung quadratisch mit der Spannung wächst und die Antennen sehr stark strahlen müssen. Andernfalls geht der größte Teil der Energie im Funken verloren. Dies geht am besten aus einem der Praxis entsprechenden Beispiel hervor. Die aufzuladende Kapazität C betrage 0,04 Mikrofarad, das Entladungspotential e sei 50 000 Volt, entsprechend einer Schlagweite von 2 cm. Dann beträgt die pro Funken aufgewandte Energie $\frac{Ce^2}{2} = 50$ Wattsekunden, so daß bei 20 Funken in der Sekunde im ganzen eine mittlere Leistung von 1 K.W. aufzuwenden ist. Enthielte der Schwingungskreis nur die Funkendämpfung, so würde entsprechend einem günstigsten Dekrement von $^1/_{40}$ nach 40 Schwingungen die Amplitude auf $^1/_e$, die Energie also auf $^1/_{e^2} \sim {^1/_7}$ gesunken sein, d. h. von den 50 Wattsekunden wären $^6/_7$ gleich 43 Wattsekunden durch Wärmeentwicklung im Funken schon vernichtet. Bei einer Wellenlänge von 1000 m gleich einer Schwingungsdauer von $\frac{1}{3 \cdot 10^5}$ Sekunden sind zu den 40 Schwingungen $1{,}33 \cdot 10^{-4}$ Sekunden nötig. Während dieser Zeit beträgt die durch den Lichtbogen vernichtete Leistung also $\frac{43}{1{,}33 \cdot 10^{-4}}$ Watt, das heißt 300 K.W.! Selbst wenn die strahlende Leistung der Antenne auch 300 K.W. beträgt, gelangen nur 50% der aufgewandten Energie zur Ausstrahlung, während der Lichtbogen die übrigen 50% verschluckt. Die bis aufs äußerste belastete Antenne müßte dabei eine Höhe von etwa $^1/_8\, \lambda = 125$ m haben. Eine 60 m hohe Antenne hätte günstigsten Falles nur noch einen Nutzeffekt von 20%. Sobald die Funkendämpfung die Strahlungsdämpfung erheblich überwiegt, erreicht man durch weiteres Vergrößern der Entladungsenergien nichts mehr. Der Sender würde energetisch am besten arbeiten, wenn die ganze Energie innerhalb möglichst weniger Schwingungen hinausgeschleudert würde. Da die Antennenhöhe praktisch begrenzt ist, müßte man sich auf geringe Wellenlängen beschränken. Für den Empfang sind aber gerade wenig gedämpfte Wellen und solche von großer Wellenlänge bedeutend vorteilhafter, wie weiter unten ausgeführt wird. Man muß daher zugunsten

einer besseren Wirkung am Empfänger auf eine gute Ökonomie am Sender zum Teil verzichten. Das beste Verhältnis liegt etwa dort, wo die Strahlungsdämpfung gleich der Funkendämpfung ist, der Nutzeffekt am Sender also 50 % beträgt. Das durch Funken und Strahlung bedingte Dekrement steigt dann auf etwa $^1/_{20}$. Da durch den Funken schon eine ziemlich erhebliche Dämpfung vorhanden ist, so spielte der Ohmsche Widerstand der Antenne nicht entfernt die Rolle wie bei den Lichtbogenschwingungen.

Es liegt nahe zu versuchen, dem die Funkenstrecke enthaltenden Schwingungskreise durch sehr enge Koppelung mit der Antenne oder einem zweiten Schwingungskreise die Energie möglichst rasch und vollständig zu entziehen, und sie dann ohne die dämpfende Wirkung der Funkenstrecke beliebig langsam ausstrahlen zu können. Dies ist aber ohne weiteres nicht möglich, da bei enger Koppelung zwischen zwei Schwingungskreisen Schwebungen auftreten, d. h. die Energie wandert von dem zweiten Schwingungskreise wieder in den ersten mit der Funkenstrecke zurück. Es besteht aber die Möglichkeit, daß vom Ende der ersten Schwebung ab, wo der Funkenkreis stromlos wird, der Funke dauernd erloschen bleibt, so daß der Funkenkreis nicht mehr weiter mit schwingen kann. Das Problem, eine dazu geeignete Funkenstrecke zu finden, ist dasselbe wie bei den Lichtbogenschwingungen: die Leitfähigkeit muß nach dem Stromdurchgang in einer äußerst kurzen Zeit wieder verschwunden sein. Nur ist dies Ziel hier wegen der erheblich größeren Stromstärke noch schwieriger zu erreichen. Man hat mehrfach Versuche mit Quecksilberfunkenstrecken gemacht[1]). Vielleicht erweisen sich die beim Lichtbogen verwandten Mittel, starkes magnetisches Gebläse und Wasserstoff, auch hier erfolgreich.

6. Empfang dauernder Schwingungen. Die Grundlagen für den Empfang dauernder Schwingungen hat R. Rüdenberg in einer sehr bemerkenswerten Arbeit[2]) aufgestellt. Das Folgende lehnt sich eng an diese Arbeit an.

Die ankommenden Wellen erzeugen in der empfangenden Antenne eine E.M.K. von der Größe

$$e = aEh,$$

wobei E die elektrische Feldstärke der ankommenden Welle, h die Höhe der Antenne und a ein konstanter, nur von der Stromverteilung

1) Vgl. Br. Glatzel, Verh. d. deutschen phys. Ges. **10**, 54, 1908.
2) R. Rüdenberg, Ann. d. Phys. 25, 466, 1908.

längs der Antenne abhängiger Faktor ist. Für T-Antennen ist er gleich 1, für lineare Antennen gleich $^1/_2$. Diese E.M.K. e erzeugt in der Antenne, wie sie es in jedem anderen Stromkreise tun würde, einen Strom i, der im Falle der Resonanz, wo sich die Wirkung der Selbstinduktion und Kapazität das Gleichgewicht halten, allmählich anwächst bis zur Stärke

$$i = \frac{e}{W},$$

wenn W den gesamten, Energie verbrauchenden Widerstand der Antenne bedeutet. Dieser setzt sich zusammen aus dem schon oben eingeführten Strahlungswiderstande W_s, aus dem Ohmschen Widerstande der Antenne an sich W_a und aus einem etwa hinzugeschalteten Widerstande W_d, z. B. dem eines Detektors.

Man beabsichtigt, je nach der Art des Detektors in der empfangenden Antenne entweder möglichst große Amplituden des Stromes i oder möglichst große Energieentwickelung im Widerstande W_d zu erzielen. Bei Detektoren der ersteren Art benutzt man zweckmäßig die Tickeranordnung, bei der der Detektor nur von Zeit zu Zeit eingeschaltet wird, während zwischendurch die Stromstärke ohne dämpfenden Detektorwiderstand bis zur maximalen Amplitude anschwillt. Diese wird

$$i = \frac{e}{W_a + W_s} = \frac{a E h}{W_a + k \frac{h^2}{\lambda^2}}.$$

Der Eigenwiderstand W_a des Antennenkreises ist bei größeren Antennen proportional der Antennenhöhe zu setzen. Dann wird der Strom um so größer, je kleiner die Antenne ist. Eine Grenze ist erst dadurch gegeben, daß bei kleineren Antennen der Widerstand mehr und mehr in der zur Vergrößerung der Wellenlänge einzuschaltenden Induktionsspule liegt, also von der Antennenhöhe unabhängig wird. Es ist dann die Höhe am günstigsten, wo der Strahlungswiderstand gleich dem Ohmschen Widerstand wird. Weiter folgt, daß der Strom um so größer wird, je größere Wellenlängen zum Telegraphieren verwandt werden. Während die E.M.K. dadurch nicht geändert wird, nehmen beide Widerstände, besonders freilich der Strahlungswiderstand mit wachsender Wellenlänge ab, der Ohmsche Widerstand wegen des Skineffektes.

Im zweiten Falle eines die Energie messenden Detektors berechnet sich diese zu

$$Q = \frac{i^2 W_d}{2} = \frac{e^2}{2} \frac{W_d}{(W_d + W_a + W_s)^2}.$$

Sie wird ein Maximum für

$$W_d = W_a + W_s,$$

nämlich

$$Q_{\max} = \frac{e^2}{8(W_a + W_s)},$$

oder bei zu vernachlässigendem Antennenwiderstande W_a

$$Q_{\max} = \frac{a^2 E^2 \lambda^2}{8k} \sim \frac{E^2 \lambda^2}{12500} \text{ Watt},$$

indem der Ausdruck $\frac{a^2}{k}$ für alle Antennenformen fast den gleichen Wert besitzt. Die Energieabsorption der Antenne, die in diesem Falle ihren größtmöglichen Wert hat, ist also proportional der Energie der ankommenden Welle und proportional dem Quadrat der benutzten Wellenlänge. Mit der doppelten Wellenlänge kann man also bei gleichem Energieaufwand viermal so weit telegraphieren!

Die Höhe der Antenne ist gleichgültig, solange sie so groß ist, daß der Ohmsche Widerstand der Antenne klein gegen den Strahlungswiderstand bleibt. Es ist also hier ebenso wie im ersten Falle von großer Wichtigkeit, den Eigenwiderstand der Antenne recht klein zu machen. Von diesem hängt es ab, wie weit man die Antenne verkleinern darf, oder wie groß man bei einer bestimmten Antenne die Wellenlänge wählen darf.

Ist mit der Antenne ein zweiter in Resonanz befindlicher Schwingungskreis gekoppelt, so kann man die Energieabgabe an diesen Kreis durch einen in die Antenne eingeschaltet gedachten „Koppelungswiderstand"

$$W_k = \frac{\omega^2 M^2}{W_2}$$

einführen.

W_2 ist der Ohmsche Widerstand des Kreises 2, M der gegenseitige Induktionskoeffizient beider Kreise und ω die Frequenz der Schwingungen. Es wird dann der Strom in der Antenne

$$i_1 = \frac{e_1}{W_k + W_a + W_s}.$$

Im zweiten Kreise ist die induzierte E.M.K. $e_2 = i_1 \omega M$.

Daher ist im Resonanzfalle

$$\dot{i}_2 = \frac{e_2}{W_2} = e_1 \frac{\omega M}{W_2 (W_a + W_s) + \omega^2 M^2} \cdot$$

Bei Veränderung der Koppelung wird $\dot{i}_2$ ein Maximum für

$$\omega^2 M^2 = W_2 (W_a + W_s), \quad \text{d. h. für} \quad W_k = W_a + W_s,$$

nämlich

$$\dot{i}_{2\,max} = \frac{e_1}{2\sqrt{W_2 (W_a + W_s)}} \cdot$$

Es ist also das Produkt der Widerstände beider Kreise maßgebend. Der Strom im gekoppelten Kreise wird nur dann größer als der in der Antenne ohne gekoppelten Kreis, wenn die Dämpfung des geschlossenen Kreises mehr als viermal so gering ist als die Dämpfung der Antenne.

Die maximale Energieentwickelung im gekoppelten Schwingungskreise wird

$$Q_{max} = \frac{\dot{i}_2{}^2_{max} W_2}{2} = \frac{e_1{}^2}{8 (W_a + W_s)} \cdot$$

Sie ist unabhängig von dem Widerstande W_2, in dem die Wärmeentwickelung stattfindet und hat denselben Wert, den die Energieabsorption bei einem direkt in die Antenne eingeschalteten Detektor im günstigsten Fall annahm. Man kann also durch Koppelung mit einem Schwingungskreise an Energie nichts gewinnen. Ein Vorteil liegt nur darin, daß man durch Änderung der Koppelung bei jedem Detektorwiderstand das Optimum leicht einstellen kann. Bei kleinen Widerständen ist die Koppelung sehr lose, bei größeren fester zu wählen. Der gekoppelte Schwingungskreis leistet nichts anderes, als ein Transformator mit leicht veränderlichem Transformationsverhältnis.

Überwiegt im Antennenkreise der Strahlungswiderstand den Ohmschen Widerstand, so wird wie bei der Antenne allein

$$Q_{max} = \frac{E^2 \lambda^2}{12\,500} \text{ Watt}.$$

Hieraus ergiebt sich eine bequeme Methode zur experimentellen Bestimmung der Energie und Richtung elektrischer Wellen an einem Orte. Mit einer Antenne, die bei sehr geringem Ohmschen Widerstande sehr klein sein kann, koppelt man einen Schwingungskreis, in

den man ein in Watt geeichtes Hitzdrahtinstrument oder Bolometer von beliebigem Widerstand einschaltet und verändert die Koppelung so lange, bis das Instrument einen maximalen Ausschlag Q erreicht. Die elektrische Feldstärke in Richtung der Antenne bestimmt sich dann zu

$$E = \frac{\sqrt{12500 \cdot Q}}{\lambda},$$

ausgedrückt in Volt pro Zentimeter, wenn λ in Zentimetern gemessen ist.

7. **Empfang gedämpfter Schwingungen.** Bei der Telegraphie mit gewöhnlichen Funken werden einzelne Wellenzüge ausgesandt, die aus etwa 20 allmählich abnehmenden Schwingungen bestehen. Man kann sich einen solchen Wellenzug ersetzt denken durch eine gleiche Zahl Schwingungen von konstanter Amplitude E, ohne dadurch zu wesentlich anderen Resultaten zu kommen. Für die Stromamplitude i in der empfangenden Antenne gilt dann die Gleichung

$$i = J\left(1 - \varepsilon^{-\frac{W}{2L}t}\right).$$

J ist der Wert, auf den der Strom bei dauerndem Eintreffen von Wellen der Amplitude E anwachsen würde. Also

$$J = \frac{e}{W} = \frac{a E h}{W_d + W_a + k\frac{h^2}{\lambda^2}}.$$

Der Strom wird um so größer, je kleiner der Widerstand W ist. Solange $\frac{W t}{2 L}$ klein gegen 1 ist, d. h. solange die Dämpfung des Empfängers klein gegen die Dämpfung der ankommenden Wellen ist, kann man setzen

$$i = J\frac{W t}{2 L} = \frac{e \cdot t}{2 L} = \frac{a E \cdot h t}{2 L},$$

d. h. der Strom ist proportional der Antennenhöhe h, der Amplitude E der ankommenden Wellen und der Dauer t dieser Wellen. Die Energie eines ankommenden Wellenzuges ist proportional $E^2 t$. Es erfordert also den gleichen Energieaufwand, eine Welle von der halben Amplitude die vierfache Zeit auszustrahlen. Der Strom in der empfangenden Antenne würde dabei aber doppelt so groß werden. Ganz allgemein gilt, daß der Strom um so größer wird, je länger die Dauer,

d. h. je **schwächer gedämpft die ausgestrahlten Wellen sind, gleichen Energieaufwand für die Strahlung vorausgesetzt. Es ist daher für einen guten Empfang von großem Vorteil, wenn die Energie im Sender langsam ausgestrahlt werden kann.** Daß dies beim gewöhnlichen Funken wegen dessen starker Dämpfung nur teilweise möglich ist, wurde oben besprochen.

Dies Resultat wird verständlich, wenn man bedenkt, daß die von einer Antenne absorbierte Leistung proportional Ei ist, d. h. nicht nur durch die Größe E der ankommenden Wellen, sondern auch durch den in der Antenne schon induzierten Strom i bedingt wird. Eine ganz kurze, etwa aus 1—2 Schwingungen bestehende Welle gleitet fast unabsorbiert über die empfangende Antenne hinweg. Das Phänomen der Resonanz kommt gar nicht zur Geltung, das darauf beruht, daß die in Schwingung geratene Antenne durch Ausstrahlung derart auf das elektromagnetische Feld der ankommenden Welle einwirkt, daß sie dessen Energie in sich hineinzieht. Es müssen dazu die ankommenden Wellen noch andauern, wenn die Antenne schon kräftig erregt ist.

Da bei schwach gedämpften Empfangskreisen der Strom unabhängig von der Dämpfung ist, so wird die Energieabsorption in einem eingeschalteten Detektor zunächst um so größer, je größer der Detektorwiderstand ist. Dies geht so lange bis der Empfangskreis nicht mehr im Vergleich zu den ankommenden Wellen schwach gedämpft ist. Bei zu großem Widerstand wird der Grenzwert $I = \frac{e}{W}$ des Stromes zu klein. Das Optimum liegt etwa da, wo die Dämpfung des Empfangskreises gleich der der ankommenden Wellen ist. Das Optimum für den Detektorwiderstand ist also je nach der Dämpfung der ankommenden Wellen verschieden. Daher ist es hier von noch größerem Vorteil, als bei den Lichtbogenschwingungen, den Detektor in einen gekoppelten Schwingungskreis zu legen. Man kann dann nicht nur bei beliebigem Detektorwiderstand, sondern auch bei beliebiger Dämpfung der ankommenden Wellen das Optimum durch Veränderung der Koppelung empirisch leicht feststellen.

8. **Wirkung der Empfangsapparate.** Zur Kenntlichmachung der Ströme im Empfänger bedient man sich der Detektoren, die beim Hörempfang auf ein Telephon, beim Schreibempfang auf ein Relais einwirken. Ein guter Hörempfang ist bedeutend leichter zu erzielen, weil das Telephon einerseits bei dauerndem Strome erheblich empfindlicher ist, andererseits noch auf äußerst kurze Stromstöße anspricht, wo ein empfindliches Relais schon wegen seiner hohen Selbstinduktion

versagt. Das Telephon läßt sich daher bei jeder Art von Detektoren verwenden. Es spricht schon auf einen von einem einzigen Funken herrührenden Wellenzug an. Beim Schreibempfang läßt sich dieses nur mit einem auf Amplitude ansprechenden Detektor, z. B. einem Kohärer, erreichen. In diesen beiden Fällen ist eine Funkenfolge von 20 Funken pro Sekunde völlig ausreichend, da zur Zeichengabe beim Telegraphieren etwa $^1/_{10}$ Sekunde oder mehr gebraucht werden. Eine schnellere Funkenfolge hätte außer einer größeren Sicherheit gegen Versager keinen Zweck.

Bei den dauernden Lichtbogenschwingungen geben die oben abgeleiteten Formeln nur die Maximalwerte an, auf die sich die Schwingung allmählich hinaufschaukelt. Je kleiner die Widerstände sind, desto länger dauert es, bis dieser stationäre Zustand erreicht ist. Die Schwingungsamplitude steigt mit der Zahl n der einzelnen Schwingungen wie $1 - \varepsilon^{-dn}$ an, wenn d das Dekrement des Schwingungskreises ist. Ist dies z. B. $^1/_{100}$, so hat nach 300 Schwingungen die Amplitude $1 - \varepsilon^{-3} = \frac{19}{20} = 95\,^0/_0$ des Maximalwertes erreicht. Bei einer Wellenlänge von 1 km dauert es also $^1/_{1000}$ Sekunde, bis die Maximalamplitude auf $5\,^0/_0$ genau erreicht ist. Ein auf Amplitude ansprechender Detektor würde also schon nach $^1/_{1000}$ Sekunde ansprechen. Wenn die Signalgabe am Sender $^1/_{10}$ Sekunde dauert, so sind $99\,^0/_0$ der Energie zwecklos ausgesandt, nur $1\,^0/_0$ dient zur Zeichengabe. Dies Beispiel zeigt, wie sehr es bei den dauernden Schwingungen darauf ankommt, möglichst schwach gedämpfte Antennen oder Schwingungskreise herzustellen und mit möglichst großen Wellenlängen zu arbeiten, damit die Wirkungen im Empfänger sich längere Zeit integrieren können. Dazu ist freilich auch eine absolute Konstanz der vom Lichtbogen erzeugten Schwingungen nötig. Bei Verwendung von Energiedetektoren liegen die Verhältnisse etwas günstiger. Doch werden auch diese Detektoren wegen ihrer winzigen Dimensionen schon kurze Zeit, nachdem der Strom sein Maximum erreicht hat, ihren stationären Zustand erreichen.

Während ein Anschwellen der Amplitude in $^1/_{1000}$ Sekunde für die Telegraphie viel zu schnell ist, stellt es für die drahtlose Telephonie schon das äußerste an Langsamkeit dar. Hier sind Töne zu übertragen, die teilweise selbst nur $^1/_{1000}$ Sekunde Schwingungsdauer haben. Es muß also die Amplitude des Stromes im Empfänger noch unterhalb einer tausendstel Sekunde den Intensitätsschwankungen der

ankommenden Wellen nachfolgen. Man darf hier also die Dämpfung und die Wellenlänge nicht zu klein wählen.

Zusammenfassung. Der Funke zeichnet sich durch seine Störungsfreiheit und einfache Behandlung, sowie seinen größeren Nutzeffekt aus. Dagegen ist man durch die durch den Funken bedingte starke Dämpfung gezwungen, stark strahlende Antennen zu verwenden, d. h. entweder die Antennen hoch zu machen, oder mit kleinen Wellenlängen zu arbeiten. Kleine Wellenlängen sind aber für den Empfang ebenso ungünstig wie stark gedämpfte Wellenzüge.

Beim Lichtbogen kommt man mit viel weniger strahlenden Antennen aus, da die Energie nicht wie beim Funken innerhalb kurzer Momente hinausgeschleudert werden muß. Wie klein man die Antennen oder wie groß man die Wellenlängen wählen darf, richtet sich ausschließlich darnach, wie weit man die Eigendämpfung der Sende- und besonders der Empfangskreise herabdrücken kann. Von einer hinreichenden Anpassung der Eigendämpfung des Empfängers an die ungedämpften Wellen des Senders ist man noch weit entfernt.

(Eingesandt 12. September 1908.)

Die Hochfrequenzlampe mit unterteiltem Lichtbogen.

Von **Carl Schapira.**

Bildet man einen Kreis aus einem Gleichstromlichtbogen, einem Kondensator und einer Selbstinduktion, so können bekanntlich in diesem Kreis, wenn gewisse Bedingungen erfüllt sind, Schwingungen auftreten. Diese 1900 von Duddel entdeckte Erscheinung ist nach ihm von einer Reihe von Forschern untersucht worden, ohne daß es möglich wurde, im Lichtbogenkreis Frequenzen von mehr als etwa 50000 Perioden pro Sekunde zu erhalten. Indes hat Simon 1903 Gesichtspunkte für die Erzeugung von Schwingungen höherer Frequenz aufgestellt. Poulsen war der erste, der nach diesen theoretischen Vorarbeiten die Ausführungsform einer Lampe für kurze Wellen fand, indem er seinen Lichtbogen in einer Atmosphäre von Wasserstoff und einem kräftigen Magnetfeld brennen ließ. Bei großen Stromstärken nahm er außerdem gekühlte Elektroden. Mit einer anderen Ausführungsform erreichte

die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie ohne Benutzung von Wasserstoff oder Magnetfeld dasselbe Ziel, ungedämpfte Hochfrequenzschwingungen herzustellen, wie sie die drahtlose Nachrichtenübertragung verlangt. Sie verwendete nämlich einen vielfach unterteilten Lichtbogen zwischen gekühlten Elektroden.

Im folgenden will ich über einige Versuche berichten, die ich mit der Telefunkenlampe angestellt habe, und zunächst die Lampe selbst kurz beschreiben.

Man verwendet als positive Elektrode Kupfer als negative Kohle. Um die Kühlung der Elektroden und des Lichtbogens möglichst vollkommen zu gestalten, läßt man die Kohle in die Hohlfläche der Kupferelektrode hineinragen, die den Boden eines senkrecht stehenden mit Wasser gefüllten Rohres bildet. Die Kohle ist eine Homogenkohle der Planiawerke in Ratibor. Ihr Durchmesser beträgt ca. 30 mm. Das Rohr hat einen Durchmesser von 45 mm. Solcher Lampenelemente werden stets eine Anzahl hintereinander geschaltet und zwar 6 bei 220 Volt, 12 bei 440 Volt usw. Die Regulierung ist denkbar einfach. Jedes Lampenelement kann sich unabhängig von den anderen schließen. In dieser automatisch zu erreichenden Lage werden durch einen Hebeldruck beide Elektrodenreihen je für sich fest verbunden und in dieser nunmehr fixierten Lage durch eine Schraube alle Teilbogen gleichzeitig um gleiche Strecken geöffnet. Hat man die Bogen so auf die gewünschte Länge einreguliert, so genügt zum jedesmaligen Anzünden nach dem Einschalten des Gleichstromes ein einziger Hebeldruck, der alle Teilbogen einen Moment schließt und sie wieder auf die ursprüngliche Länge öffnet.

Die Kohlenelektrode brennt sich von selbst der Hohlfläche der Kupferelektrode entsprechend ein und braucht nicht eher ausgewechselt zu werden, bis die Kohle aufgebraucht ist. 1 cm Kohlenlänge reicht nach Schätzung wenigstens für 200 Brennstunden[1]).

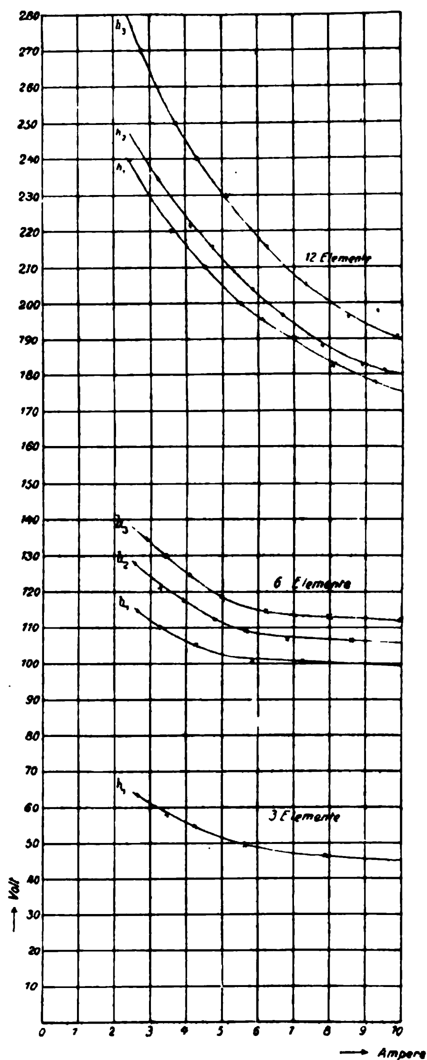
Während der Dauer 1 Stunde ist daher der Abbrand der Kohlen so gering, daß sich die Bogenlänge praktisch nicht ändert. Das Kühlwasser erhitzt sich nach $^1/_4$- bis $^1/_2$-stündigem Brennen der Lampe bis zur Siedetemperatur und wird beim Betriebe auf dieser konstanten Temperatur gelassen. Ein Nachfüllen des Kühlwassers ist erst nach etwa 5 bis 8 Betriebsstunden notwendig.

---

1) Obwohl ich drei Monate mit einer solchen Lampe täglich mehrere Stunden gearbeitet habe, war ein Auswechseln der 3 cm langen Kohle an ihr bisher nicht erforderlich.

Zur genaueren Kennzeichnung der Lampe sei in Tafel I ihre statische Charakteristik, d. h. die Abhängigkeit der Stromstärke von der Potentialdifferenz an den Klemmen der Lampe, wiedergegeben und

Tafel I.
Statische Charakteristik.



zwar für drei verschiedene Bogenlängen: $h_1 = 0{,}4$ mm, $h_2 = 0{,}5$ mm und $h_3 = 0{,}6$ mm pro Element, und für 3 Elemente bei 110 Volt, 6 Elemente bei 220 Volt und 12 Elemente bei 440 Volt Netzspannung.

Man erkennt, wie mit wachsender Lichtbogenlänge die statische Charakteristik entsprechend den Ayrtonschen Untersuchungen[1]) ein immer stärkeres Gefälle zeigt, daß man aber viel besser eine Steigerung des Gefälles und damit die Fähigkeit Schwingungen zu erzeugen erreicht, wenn man die Zahl der hintereinander geschalteten Lampenelemente vermehrt[2]).

Die Schaltungen in denen der Lichtbogen für die drahtlose Nachrichtenübertragung verwandt wird sind folgende: Für Telegraphie schaltet man die Lampe so, daß die Schwingungen direkt im Luftdraht erzeugt werden.

Induktive Koppelung der Antenne mit dem Schwingungskreis wird für Telegraphie nicht angewandt, weil bei dieser Schaltung besonders bei wenig gedämpften Antennen ein dauerndes Fallen der Schwingungen aus einer Partialwelle in die andere auftritt. Dagegen findet sie Anwendung für Telephonie, wo die Antenne sehr lose mit dem Schwingungskreis gekoppelt und durch das Mikrophon M genügend gedämpft ist[3]).

Die Frage nach der Umwandlung der Gleichstromenergie durch den Lichtbogen in schwingende muß nun für die praktischen Zwecke der Wellentelegraphie wie folgt gestellt werden:

> „Wieviel Energie kann ich bei gegebener Primärleistung dem Schwingungskreis entziehen und durch eine Antenne ausstrahlen lassen“,

nicht etwa „wieviel Energie habe ich im Lichtbogenkreis schwingend“, denn bekanntlich lassen sich bei zu großer Energieentziehung die Schwingungen nicht mehr aufrecht erhalten; sie setzen aus. Es wurden daher in einem induktiv mit einem Schwingungskreis[4]) gekoppelten

1) Mrs. Herta Ayrton, The Electrician 1900/01.

2) Simon, Elektrot. Ztschr. 14, 316, 1907.

3) Neuerdings wird die Lampe in einer dritten Schaltung dazu verwendet, eine Antenne durch Stoßerregung in Schwingung zu versetzen.

4) Der Kreis bestand aus 2 parallelen mit Paraffinöl gefüllten Plattenkondensatoren und einer Pappspule mit 3 Drahtlagen sowie der Lampe.

System (II) (Fig. 1) Glühlampen eingeschaltet und Spule II soweit in das Feld von Spule I gedreht, bis die Schwingungen aufhörten. Die Größe der maximal entziehbaren Energie läßt sich dann aus dem Wattverbrauch der Glühlampen bestimmen. Die Ermittelung des Wattverbrauches war anfangs auf photometrischem Wege beabsichtigt, in

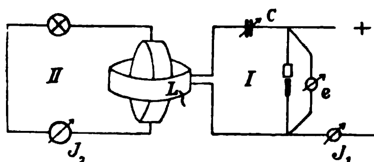


Fig. 1.

der Annahme, daß zwei gleiche Lampen bei gleicher Helligkeit auch gleiche Energie verzehren müssen.

Es zeigte sich aber, daß gleiche Lampen bei gleicher Helligkeit auch gleichen Stromverbrauch haben, wenn die eine mit Gleichstrom und die andere mit Hochfrequenz betrieben wird.

Man konnte daher auf die Photometrierung verzichten und den Wattverbrauch der Glühlampen lediglich nach dem Ausschlag des Hitzdrahtamperemeters J_2 (Fig. 1) berechnen.

Um festzustellen, welchen Einfluß die Größe der Drosselspulen auf die dem Schwingungskreis entziehbare Energie ausübt, bzw. ob es möglich ist, durch richtige Wahl der Drossel eine Steigerung der entziehbaren Energie zu ermöglichen, wurde ein Kreis gebildet, wie er in Fig. 2 dargestellt ist.

Die Schaltung hat den Vorteil der Übersichtlichkeit, da nur eine Drossel im Gleichstrom vorhanden ist. Es wurde nun versucht, den Drosselkreis auf den Schwingungskreis abzustimmen, in der Hoffnung, dadurch eine Verbesserung der entziehbaren Energie zu erzielen. Dies gelang jedoch nicht, da bei so kleiner Drossel, wie sie für diese Abstimmung erforderlich war, statt der Hochfrequenzschwingungen langsame Schwingungen auftreten. Statt des Schwingungskreises mit *Cv* schwingt nämlich der Kreis, der durch *Dr* und *C* gebildet wird und die Lampe gibt einen pfeifenden Ton, dessen Schwingungszahl etwa 40000 Perioden betragen dürfte. Es war nötig, die Drossel zu vergrößern, um Hochfrequenzschwingungen zu erhalten, und zwar traten

sie erst dann ganz rein auf, als die Drossel aus 50 Windungen von 300 mm Durchmesser bestand. Von da ab machte aber eine weitere Steigerung der Drosselwindungen auf die Energieentziehung nichts mehr aus, obwohl die Windungszahl allmählich bis zum Zehnfachen erhöht wurde.

Nun wurden in beide Gleichstromzuführungen Drosselspulen gelegt, die man teilweise oder ganz kurz schließen konnte. Wie man auch

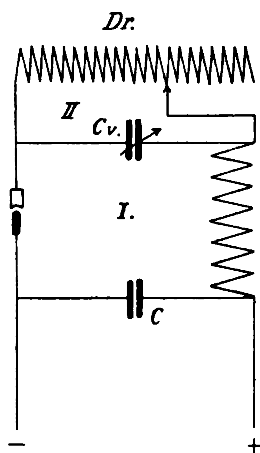


Fig. 2.

die Drossel wählte, man erhielt stets dieselbe Energieentziehung aus dem Schwingungskreis. Aber selbst, wenn man die Drosseln ganz kurz schloß — sofern man nur dafür sorgte, daß die Stromstärke J_1 dieselbe blieb — erhielt man ebenfalls den gleichen Betrag an Energie.

Die Drosseln in der Gleichstromleitung würden daher, da sie auf die Größe der entziehbaren Energie keinen Einfluß zu haben scheinen, in den folgenden Versuchen fortgelassen.

Mit der auf S. 58 (Fig. 1) beschriebenen Anordnung wurden nun bei drei Spannungen, nämlich 440 Volt mit 12 Elementen, 220 Volt mit 6 Elementen, 110 Volt mit 3 Elementen, für drei Bogenlängen $h_1 = 0{,}4$, $h_2 = 0{,}5$, $h_3 = 0{,}6$ mm, drei Selbstinduktionen $L_1 = 30\,000$ cm, $L_2 = 80\,000$ cm, $L_3 = 180\,000$ cm und drei Kapazitäten $C_1 = 2300$ cm, $C_2 = 4500$ cm, $C_3 = 9000$ cm die Energie gemessen, die man dem

Schwingungskreis noch entziehen kann, ohne daß die Schwingungen aussetzen.

Die Bezeichnungen in Tabellen I bis III gehen aus Fig. 1 hervor. Die insgesamt aufgewendete Energie A_1 ist $= J_1 \times$ Netzspannung, die Nutzenergie $A_2 = J_2^2 \times$ Glühlampenwiderstand, der totale Wirkungsgrad $\eta = A_2 : A_1$ [1]).

Die Versuche wurden so gemacht, daß zunächst für die Bogenlänge h_1 die Werte für L_1, L_2, L_3 und dann wieder rückwärts L_3, L_2, L_1 gemessen und daraus die Mittelwerte genommen wurden, um etwaige Fehler ausgleichen zu können.

Tabelle I.

440 Volt, 12 Elemente.

C	L	Mittelwerte J_1	J_2	KW A_1	Watt A_2	η %
		1. $h_1 = 0,4$ mm				
C_3		6,3	0,57	2,77	158	5,7
C_2	L_1	4,2	0,41	1,84	88	4,8
C_1		2,8	0,25	1,23	37	3,0
C_3		7,6	0,63	3,34	192	5,75
C_2	L_2	4,8	0,50	2,11	121	5,75
C_1		3 8	0,38	1,67	77	4,6
C_3		7,8	0,65	3,44	208	6,05
C_2	L_3	5,5	0,54	2,42	144	5,95
C_1		4,3	0,43	1,89	95	5,0
		2. $h_2 = 0,5$ mm				
C_3		6,5	0,61	2,86	181	6,35
C_2	L_1	4,3	0,4	1,89	84	4,75
C_1		3,2	0,25	1,4	37	2,65
C_3		7,7	0,78	3,38	252	7,5
C_2	L_2	5,2	0,52	2,28	133	5,85
C_1		4,2	0,38	1,85	77	4,2
C_3		8,1	0,78	3,56	285	8,9
C_2	L_3	6,1	0,59	2,68	170	6,35
C_1		5,3	0,47	2,33	113	4,85

1) Als primäre Stromstärke J_1 ist diejenige Stromstärke eingetragen, mit welcher die Bogenlampen brennen, wenn dem Schwingungskreis Energie nicht entzogen wird. Bei Energieentziehung sinkt aber die Stromstärke um 1 bis 2 Ampere. Daher sind die Werte von A_1 bedeutend geringer und der Wirkungsgrad tatsächlich um 20% günstiger als in der Tabelle und den Tafeln angegeben.

C	L	Mittelwerte J_1	J_2	KW A_1	Watt A_2	η %
		3. h_3 = 0,6 mm				
C_3	L_1	6,7	0,64	2,94	145	4,95
C_2		4,8	0,35	2,11	67	3,2
C_1		3,6	0,16	1,58	18	1,15
C_3	L_2	8,5	0,68	3,74	222	5,95
C_2		6,0	0,51	2,64	124	4,7
C_1		4,1	0,35	1,80	67	3,7
C_3	L_3	8,8	0,75	2,87	266	6,9
C_2		5,8	0,56	2,56	155	6,05
C_1		4,0	0,48	1,98	95	5,0

Tabelle II.

220 Volt, 6 Elemente.

C	L	Mittelwerte J_1	J_2	KW A_1	Watt A_2	η %
		1. h_1 = 0,4 mm				
C_3	L_1	4,5	0,29	0,99	47,5	4,8
C_2		3,2	0,17	0,70	18	2,6
C_1		3,1	0,08	0,69	6,5	0,95
C_3	L_2	5,5	0,37	1,21	74	6,1
C_2		4,5	0,27	0,99	42	4,25
C_1		4,3	0,17	0,95	18	1,9
C_3	L_3	7,0	0,40	1,54	84	5,45
C_2		5,6	0,32	1,23	57	4,6
C_1		4,5	0,25	0,99	47	3,75
		2. h_2 = 0,5 mm				
C_3	L_1	5,1	0,28	1,12	45	4,0
C_2		3,5	0,19	0,77	28	3,0
C_1		3,1	0,05	0,69	3,5	0,5
C_3	L_2	7,0	0,40	1,54	84	5,45
C_2		5,0	0,31	1,10	53	4,8
C_1		4,5	0,15	0,99	15	1,5
C_3	L_3	8,7	0,46	1,92	108	5,65
C_2		7,0	0,38	1,54	77	5,0
C_1		4,3	0,25	0,95	37	4,0

C	L	Mittelwerte J_1	Mittelwerte J_2	KW A_1	Watt A_2	η %
		3. $h_2 = 0,6$ mm				
C_3		6,1	0,22	1,34	30	2,25
C_2	L_1	4,8	0,14	1,05	14	1,3
C_1		4,0	0,05	0,88	3,5	1,25
C_3		6,5	0,32	1,43	57	4,0
C_2	L_2	5,0	0,24	1,10	41,5	3,8
C_1		4,7	0,14	1,03	14	1,35
C_3		8,4	0,40	1,85	84	4,55
C_2	L_3	6,3	0,28	1,38	45	3,25
C_1		5,0	0,19	1,10	23	2,1

Tabelle III.

110 Volt, 3 Elemente.

$h = 0,4$ mm

C	L	Mittelwerte J_1	Mittelwerte J_2	KW A_1	Watt A_2	η %
C_3	L_1	6,0	0,14	0,66	14	2,1
C_3	L_2	4,7	0,17	0,52	18	3.5
C_3	L_3	3,5	0,24	0,39	41,5	10,5

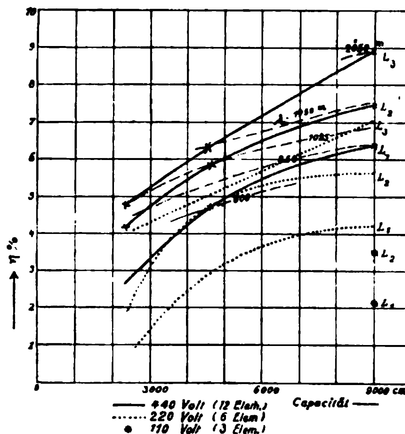
Bei 110 Volt und 3 Elementen wurden einwandfreie Messungen sehr schwierig. Abgesehen davon, daß die Schwingungen sich bei Energieentziehung nur bei der kleinen Bogenlänge h_1 aufrecht erhalten ließen, setzten sie auch leicht aus, wenn man die Kapazität verkleinerte. Die Konstanz war also sehr schlecht. Doch lassen schon die obigen Aufnahmen hinreichende Schlüsse zu.

Sie zeigen folgendes. Die Energie steigt sowohl mit der Kapazität wie mit der Selbstinduktion des Schwingungskreises. Aber während sie mit der Kapazität dauernd steigt, neigt sich die Kurve für die Selbstinduktion bald und trägt dann nur noch wenig zur Erhöhung der Energie bei. Wollte man sich allein hiernach richten, so würde das bedeuten, für eine bestimmte Welle möglichst große Kapazität und kleine Selbstinduktion zu nehmen. Nun treten aber bei allen Bogenlampen Periodenschwankungen auf, die mit abnehmender Selbstinduktion wachsen. Man muß sich daher zu einem Kompromiß entschließen, und die Praxis allein kann ergeben, welche Periodenschwankung in jedem

einzelnen Falle zuzulassen wäre. Mit Steigerung der Spannung und der Zahl der Lampenelemente kann man die entziehbare Energie erhöhen. Diese Steigerung nimmt innerhalb der von mir untersuchten Spannungen mehr als proportional zu, so daß eine Grenze für die ausnutzbare Energie lediglich in der Schwierigkeit liegen könnte, hohe Gleichstromspannungen zu verwenden, denn der Betrieb einer Lampe aus 30 und mehr Elementen wäre ohne weiteres möglich.

Tafel II, in der der totale Wirkungsgrad $\eta = A_2 : A_1$ = insgesamt entzogene zur aufgewendeten Energie als Funktion der Kapazität

Tafel II.



des Schwingungskreises für die annähernd günstigste Bogenlänge h_2 = 0,5 mm aufgetragen ist, zeigt, wie der Wirkungsgrad mit der Gleichstromspannung und Zahl der Teilbogen, sowie mit der Kapazität wächst.

Aus den Tabellen I bis III erkennt man, daß die Hochfrequenzlampe wohl schnelle Schwingungen herzustellen gestattet, daß man aber unter eine gewisse Grenze der Wellenlänge nicht gehen darf, ohne daß die Energie beträchtlich abzunehmen beginnt. Gleichzeitig mit der Energie nimmt auch die Konstanz der Periode bei Wellen unter 600 m infolge zu kleiner Selbstinduktion im Kreise ab, oder man kann die Schwingungen nicht aufrecht erhalten, wenn die Selbstinduktion größer gemacht wird, weil die Kapazität zu klein wird. Zwar ist es möglich, mit der Lampe bei genügender Kapazität Wellen bis $\lambda = 200$ m und ev. noch kleiner herzustellen. Diese Schwingungen vertragen aber so

gut wie gar keine Energieentziehung und sind schon ihrer Inkonstanz wegen praktisch unbrauchbar. Eine Antenne von zu kleiner Kapazität oder zu großer Dämpfung würde sich daher direkt gar nicht erregen lassen.

Wenn man aber einen zweiten Kreis an die direkt in die Antenne geschaltete Lampe legt (wie in Fig. 3) und diesen Kreis auf ein Viel-

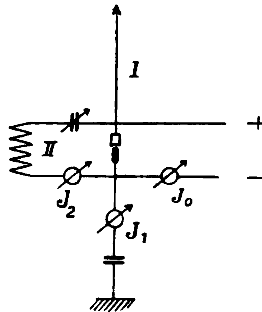


Fig. 3.

faches der Eigenschwingung der Antenne abstimmt, so läßt sich die Antenne leicht erregen und schwingt dabei mit ihrer Eigenschwingung. Allerdings nimmt ihre Energie bei höheren Vielfachen ihrer Eigenwelle im Kreise II ab. Man sieht daraus, daß der Bogen schnellen Schwingungen viel leichter folgen kann, wenn er zugleich durch einen zweiten Kreis in langsamere harmonische Schwingungen versetzt wird. Dabei bildet sich in jedem der beiden Kreise hauptsächlich die Schwingung aus, die seiner Eigenschwingung entspricht. So hat man die Möglichkeit, kleine Wellen mit Antennen von kleiner Kapazität oder großer Dämpfung herzustellen und kann dabei mit einer Energie und Konstanz der Periode rechnen, die der größeren Welle des Hilfskreises entspricht.

(Eingesandt 7. September 1908.)

Die Quecksilberfunkenstrecke und ihre Verwendung zur Erzeugung schwach gedämpfter elektrischer Wellen[1].

Von **Br. Glatzel.**

In einem elektrischen Schwingungskreise wird der Hauptteil der Dämpfung durch die Funkenstrecke hervorgerufen. Es mußten also naturgemäß alle Bestrebungen zur Erzeugung schwach gedämpfter Wellen dahin gehen, in einem funkenfreien Schwingungskreise elektrische Schwingungen zu erregen, deren Dämpfung dann nur durch die Eigendämpfung dieses Kreises bestimmt ist. Stellt man einen solchen funkenfreien Kreis unter Verwendung möglichst verlustloser Kapazitäten und Selbstinduktionen her, so lassen sich in ihm außerordentlich schwach gedämpfte Schwingungen hervorrufen. Zur Erregung dieses Schwingungskreises dient ein primärer Kreis, welcher den schwingungserzeugenden Oszillator enthält. Benutzt man für letzteren eine Luftfunkenstrecke, so entsteht nur bei loser Koppelung im zweiten Kreise eine Schwingung entsprechend seiner Eigenschwingung, bei enger Koppelung dagegen bilden sich zwei Schwebungswellen aus. Nun kommt es aber einerseits darauf an, möglichst die volle im Primärkreis erzeugte Energie auf den Sekundärkreis zu übertragen, d. h. es ist enge Koppelung zu verwenden, andererseits aber die Übertragung so auszuführen, daß im Sekundärkreis nur eine einzige Welle entsteht. Bei einer Luftfunkenstrecke ist dies, wie erwähnt, nicht möglich; dagegen lassen sich beide Forderungen durch eine Stoßerregung des sekundären Schwingungskreises fast vollkommen verwirklichen, und zwar folgendermaßen:

In einem primären Erregerkreise wird Schwingungsenergie so erzeugt, daß sie sich nicht in Form einer mehr oder weniger stark abklingenden Schwingung ausgleicht, sondern derart, daß die Schwingung sofort nach der ersten Viertelperiode wieder erlischt. Der sekundäre mit dem Erregerkreise gekoppelte Sendekreis erhält in diesem Falle nur einen einzigen kräftigen Anstoß. Er gerät infolgedessen in Schwingungen, deren Periode und deren Dämpfung gleich der seiner Eigenschwingungen sind. Die Koppelung zwischen Primär- und Sekundärkreis kann hierbei, um die volle Stoßenergie in den Sekundärkreis zu

1) Die Resultate dieser Arbeit sind bereits in den Verh. d. D. Phys. Ges. 1908, S. 54 u. 464 kurz mitgeteilt.

übertragen, sehr eng gewählt werden, ohne daß eine Rückwanderung der Energie stattfindet, da ja nach dem Hinüberströmen der Energie der primäre Kreis wieder offen ist. Bei diesem idealen Falle der Stoßerregung ist eine Abstimmung der beiden Kreise weder mehr möglich noch erforderlich.

Auch die Wiensche Theorie der gekoppelten Kreise ergibt das gleiche Resultat. Nach dieser ist das Dekrement der in einem Sekundärkreis erzeugten Schwingung bei stark gedämpftem Erregerkreis

$$\delta_2 = \delta_{o_2} + \frac{\pi^2 K^2}{\delta_{o_1} - \delta_{o_2}},$$

wo δ_{o_1} und δ_{o_2} die Eigendämpfungen der beiden Kreise, K den Koppelungskoeffizienten bedeuten. Macht man, wie oben angegeben, die Dämpfung des Primärkreises unendlich groß, so verschwindet das zweite Glied der Gleichung auch bei engster Koppelung, und man erhält im Sekundärkreis eine Schwingung von der Eigendämpfung dieses Kreises.

Zur Verwirklichung der gewünschten Stoßerregung stehen nun folgende Wege offen. Man kann entweder den Primärkreis stark dämpfen, etwa durch Einschalten von Widerstand[1]), oder aber einen Oszillator benutzen, welcher nicht imstande ist, die Oszillationen zu unterhalten. Diese letztere Bedingung wird unter bestimmten Verhältnissen von der Quecksilberfunkenstrecke[2]) erfüllt. Eine solche bleibt für den elektrischen Strom und damit auch für die Schwingungen nur so lange leitend, als durch den Strom noch genügende Mengen Quecksilberdampf entwickelt werden, welche den Gasraum ausfüllen und leitend machen. Sinkt die Stromstärke unter ein gewisses Maß, so daß die Elektroden nicht mehr kräftig genug erhitzt werden, so hört die Entwicklung der Quecksilberdämpfe auf, und die Funkenstrecke verliert fast augenblicklich ihre Leitfähigkeit. Die Funkenstrecke setzt erst dann wieder ein, wenn sie von neuem gezündet wird. Die erforderliche Zündspannung ist stark abhängig von dem Vakuum und ändert sich innerhalb sehr weiter Grenzen. Die bei meinen Vakuumfunkenstrecken benötigten Zündspannungen lagen zwischen 2000 und 8000 Volt. Um nun dem Idealfalle der Stoßerregung so nahe wie möglich zu kommen, muß man dafür sorgen, daß die Strom-

---

1) M. Wien, Phys. Ztschr. 9, 49, 1908; Ann. d. Phys. 25, 625, 1908.

2) Die Anwendung der Quecksilberfunkenstrecke für diesen Zweck ist bereits in dem D. R. P. Nr. 198592, angemeldet am 30. Januar 1907, veröffentlicht 6. Februar 1908 von R. H. Rendahl angegeben worden; siehe auch R. H. Rendahl, Phys. Ztschr. 9, 203, 1908.

stärke in der Quecksilberfunkenstrecke, bzw. ihr quadratischer Mittelwert, schnell unter den erforderlichen Mindestbetrag sinkt. Dies läßt sich z. B. durch starke Energieentziehung bei enger Koppelung des Primär- und Sekundärkreises erreichen, was im folgenden eingehender untersucht werden soll.

Bevor ich nun zu den Versuchen in den Schwingungskreisen selbst übergehe, mögen einige Bemerkungen über die Konstruktion der verwendeten Quecksilberfunkenstrecken vorausgeschickt werden.

Die Konstruktion der Funkenstrecken.

Im Prinzip war die Form der Vakuumfunkenstrecken dieselbe, wie sie bereits Cooper Hewitt angegeben hat: An eine größere Kühlkammer von 180 mm Durchmesser waren unten die beiden mit Quecksilber gefüllten Elektrodengefäße angesetzt. Die ersten Funkenstrecken, welche ich benutzte, waren aus gewöhnlichem Thüringer Glas hergestellt. Es zeigte sich jedoch bald, daß derartige Röhren bereits nach kurzer Betriebszeit, insbesondere bei starker Strombeanspruchung, so hart wurden, daß keine Entladungen mehr hindurchgingen, wenigstens bei der mir zur Verfügung stehenden Spannung von ca. 9000 Volt. Ferner stellte sich bei allen Funkenstrecken aus Thüringer Glas heraus, daß das Quecksilber, welches vorher auf das sorgfältigste gereinigt und stets im Vakuum in die Elektrodengefäße überdestilliert worden war, sehr schnell verunreinigt wurde und dann an den Glaswandungen haften blieb. Ich möchte dies darauf zurückführen, daß das Quecksilber sich mit im Glase enthaltenen Bestandteilen verbindet, ein Vorgang, welcher durch die starke Erhitzung des Glases infolge des Stromdurchganges noch beschleunigt wird. Sorgt man für entsprechende Kühlung der Elektroden, so tritt diese Verunreinigung wesentlich langsamer auf. Im Gegensatz hierzu zeigte sich bei Verwendung von Bleiglas für die Gefäße auch bei stärkster Erhitzung fast gar keine Verunreinigung des Quecksilbers, und auch das Vakuum änderte sich nicht sehr stark. Mehrfach beachtete ich in diesen Gefäßen sogar eine Erniedrigung des Vakuums.

Ferner möchte ich noch eine andere Erscheinung, welche ich an Funkenstrecken aus Thüringer Glas mehrfach beobachtete, nicht unerwähnt lassen. War in diesen Funkenstrecken durch starke Strombeanspruchung das Quecksilber verunreinigt, und ließ man dann die Funkenstrecken einige Zeit ausgeschaltet, so trat bei erneuter Inbetriebnahme gewöhnlich nach kurzer Zeit eine Explosion ein, das Glasgefäß

der Quecksilberfunkenstrecke zersprang. Nach dem Vorstehenden dürfte es sich daher empfehlen, für Quecksilberfunkenstrecken stets Bleiglas zu verwenden.

Bei längerer Betriebszeit zeigte sich an den Röhren auch noch folgender Nachteil: Die Entladung in der Funkenstrecke geht stets von einem Punkte der Quecksilberoberfläche, ihrem Fußpunkte, aus. Ist das Quecksilber vollkommen rein, so springt die Entladung fortwährend auf der ganzen Oberfläche umher. Erwärmt sich nun die Röhre infolge des Stromdurchganges mehr und mehr, so bilden sich insbesondere an der Berührungslinie von Glaswandung und Quecksilber, Verunreinigungen. Dies hat zur Folge, daß der Fußpunkt der Entladung sich sofort an einer solchen Stelle festsetzt und dauernd dort verbleibt. Nach kurzer

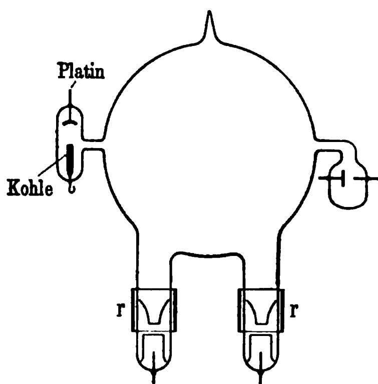


Fig. 1.

Zeit ist das Glas an dieser Stelle so stark erhitzt, daß es entweder springt oder schmilzt. Um nun dieses Zerstören der Glaswandung zu verhindern, andererseits auch ein häufiges Erneuern der Quecksilberoberfläche zu ermöglichen, habe ich die in Fig. 1 dargestellte Anordnung gewählt, welche sich bisher recht bewährt hat und auch eine für Meßzwecke gute Konstanz der Energie der Funkenstrecke für längere Zeit gewährleistet.

In die Elektrodengefäße sind kleine Becher[1]) eingeschmolzen, in

---

1) Die Firma Boas benutzt Becher aus Porzellan, welche sich noch besser bewähren sollen als solche aus Glas; siehe Hans Boas, Verh. d. D. Phys. Ges. **10**, 298, 1908.

Die Verwendung des Porzellans für die Behälter von Dampfapparaten ist zuerst von Cooper Hewitt angegeben worden. D. R. P. Nr. 171601 vom 14. Juni 1905.

deren Inneres der Zuführungsplatindraht hineinragt. Etwas oberhalb der Becher befinden sich kleine Trichter, welche seitlich an der Wand noch ein Loch haben. Will man nun das Quecksilber in die Becher der Elektrodengefäße hineinbringen, so kippt man zunächst die Röhre um; das Quecksilber fließt zum Teil durch die Trichter, zum Teil durch die seitlichen Öffnungen in die Kühlkammer und kann dann von dort durch Kippen der Röhre in der gewünschten Menge in die Becher der Elektrodengefäße zurückgebracht werden. Dieses Verfahren wiederholt man, sobald eine Erneuerung der Oberfläche des Quecksilbers erforderlich ist.

Derartige Funkenstrecken hatte ich oft wochenlang in Betrieb, ohne daß sie zerstört wurden. Allerdings bietet wohl auch die obige

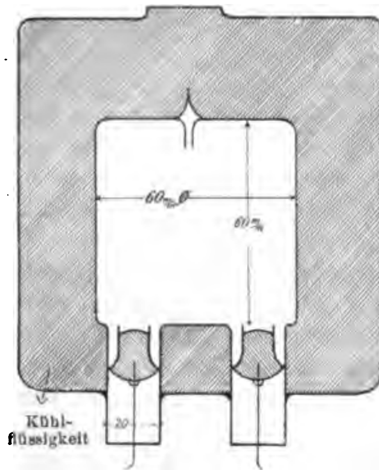


Fig. 2.

Anordnung, deren Zweck natürlich durch andere Formen der Elektrodengefäße ebenfalls erreicht werden kann, beim Durchsenden sehr großer Energiemengen, wie es z. B. in der Praxis der drahtlosen Telegraphie geschieht, keine durchaus sichere Gewähr gegen ein Zerspringen der Röhren. Neuerdings verwende ich auch mit gutem Erfolge wesentlich vereinfachte Vakuumfunkenstrecken nach Fig. 2, welche in ein mit Öl gefülltes Kühlgefäß aus Metall oder Glas eingebaut sind. Die ungefähren Abmessungen sind aus der Fig. 2 zu ersehen.

Um das Vakuum möglichst konstant zu erhalten, versah ich die Röhren zunächst mit großen Kugeln (180 mm Durchmesser) als Kühlkammer, jedoch zeigte sich bald, daß diese Vergrößerung der Kühlkammer nicht den gewünschten Erfolg gab. Im Gegenteil arbeiteten Funkenstrecken, welche aus verhältnismäßig wenig Glas mit kleiner Kühlkammer und kurzen Elektrodengefäßen hergestellt waren, am günstigsten. Ich versuchte auch Vakuumregulierungen in den verschiedensten Ausführungen. Von den zahlreichen bei Röntgenröhren benutzten Regulierungen erwies sich jedoch keine als besonders zweckmäßig, insbesondere durfte keine Vorrichtung verwendet werden, welche Aluminiumelektroden enthielt, da das Quecksilber sich mit dem Aluminium zu einem weißen, faserigen Körper verband, welcher das Quecksilber in den Elektrodengefäßen verunreinigte. Als günstigste Vakuumregulierung dieser Art erwies sich ein dünner Kohlenstift in Platinfassung als Anode und ein Platinblech als Kathode. Beide befanden sich in einer kleinen Nebenröhre und wurden nach Bedarf mit den entsprechenden Polen der Zuleitung in Verbindung gebracht. Die Kohle gibt dann, zum Teil wohl infolge der Erwärmung durch den Strom, Luft ab und umgekehrt vermag das eventuell zum Glühen gebrachte Platinblech beim Zerstäuben Luft zu binden. Eine andere recht günstige, weil weitgehende, Vakuumregulierung besteht darin, daß mit der Kühlkammer ein nach Dewar mit Kokosnußkohle gefülltes Gefäß in Verbindung gebracht wird. Erwärmt man dieses, so wird Luft frei, kühlt man es mit flüssiger Luft ab, so wird Luft absorbiert und das Vakuum steigt. Natürlich ist diese Art der Vakuumregulierung im allgemeinen nur im Laboratorium anwendbar, leistet aber stets dann angenehme Dienste, wenn man sich von der dauernden Verwendung einer Quecksilberluftpumpe frei machen will.

Eine andere Methode der Vakuumregulierung, welche meines Wissens von der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie angewendet wird, beruht darauf, daß die ganze Quecksilberfunkenstrecke in ein Temperaturbad gebracht und nun die Temperatur reguliert wird, bis infolge der gesteigerten Dampfspannung des Quecksilbers die gewünschte Entladespannung erreicht ist. Durch besondere Vorrichtungen kann dann die Temperatur der Quecksilberfunkenstrecke und damit die Entladespannung dauernd auf gleicher Höhe erhalten werden.

Ferner konnte ich auch durch Anordnung eines elektrostatischen Feldes in der Nähe des Fußpunktes der Entladung in den Elektrodengefäßen das Entladungspotential der Quecksilberfunkenstrecke stark beeinflussen.

Zu diesem Zweck wurden um den geraden Teil der Elektrodengefäße außen zwei in der Vertikalen geschlitzte Messingringe *rr* (Fig. 1) herumgelegt. Dieselben konnten durch Verschieben mit ihrer Unterkante der Oberfläche des Quecksilbers genähert oder von derselben entfernt werden. Es wurden dann mit einem Braunschen Elektrometer die Entladungspotentiale für den Eintritt von Schwingungen gemessen:

I. wenn beide Außenbelegungen *rr* miteinander verbunden,
II. wenn sie auf dasselbe Potential wie die zugehörige Quecksilberelektrode,
III. wenn sie auf das entgegengesetzte Potential wie die zugehörige Elektrode geladen waren.

Die nachfolgende Tabelle ergibt die in den verschiedenen Fällen gemessenen Potentiale:

A. wenn der untere Rand der Außenbelegung sich in gleicher Höhe mit der Quecksilberoberfläche,
B. wenn er sich in einem Abstand von 2 mm befand.

Tabelle 1.

A	B
I 2100 Volt	I 2100 Volt
II 3400 „	II 2850 „
III 1250 „	III 1500 „

In Tabelle 1 sind die in den einzelnen Fällen erhaltenen Resultate zusammengestellt. Aus diesen ergibt sich die Möglichkeit, das Entladungspotential einer Quecksilberfunkenstrecke innerhalb verhältnismäßig weiter Grenzen zu verändern.

Ich möchte noch hinzufügen, daß die in der obigen Tabelle mitgeteilten Werte an einer Quecksilberfunkenstrecke gewonnen wurden, bei welcher in den Elektrodengefäßen keine Becher angebracht waren. Bei Funkenstrecken mit Bechern war die Beeinflussung keine so große, jedenfalls infolge des größeren Abstandes der Außenbelegungen *rr* von dem Fußpunkt der Entladung. Die Anordnung unter I ließ sich ferner noch so abändern, daß die beiden Belegungen *rr* nicht direkt miteinander verbunden wurden, sondern unter Zwischenschaltung einer Funkenstrecke. Je nach deren Länge änderte sich dann ebenfalls das Entladungspotential.

Versuchsanordnung.

Die Quecksilberfunkenstrecke befand sich in einem Primärkreis I, mit welchem entweder induktiv (Fig. 3) oder galvanisch (Fig. 4) der

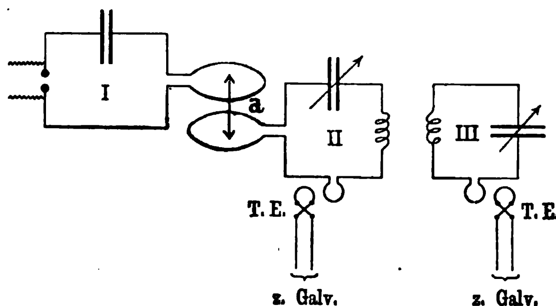


Fig. 3.

zweite Kreis II, welcher einen regulierbaren Plattenkondensator mit Paraffinölfüllung von 6710 cm Maximalkapazität enthielt, gekoppelt wurde. Die Kapazität des Kreises I war bei der Mehrzahl der Versuche eine Leydenerflasche aus bestem englischen Flintglas mit einer

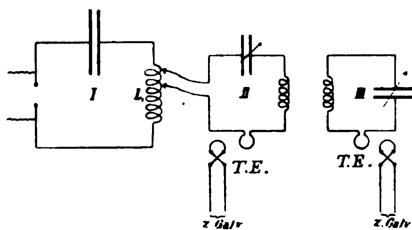


Fig 4.

Kapazität von 2110 cm oder ein Plattenkondensator von 4800 cm, welcher zur Verhütung zu großer Ausstrahlungen an den Rändern der Platten unter Öl gesetzt war. Als Induktor benutzte ich im allgemeinen einen Gleichstrominduktor mit Hammerunterbrecher oder aber einen Induktor für Wechselstrom der Firma Siemens & Halske, dessen Sekundärwickelung mit dem Plattenkondensator von 4800 cm in Resonanz stand. Es konnte dann je nach der Erregung der Wechselstrommaschine mit langsamer oder schneller Funkenfolge gearbeitet werden. Der Hammerunterbrecher des Gleichstrominduktors mußte von Zeit zu Zeit gereinigt

werden, damit die Unterbrechungen möglichst gleichmäßig waren und die Schwingungsenergie konstant blieb.

Die Koppelung der beiden Kreise I und II konnte innerhalb sehr weiter Grenzen geändert werden, bei induktiver Koppelung dadurch, daß der Abstand a der beiden Koppelungsspulen $L_1 L_2$ vergrößert oder verkleinert, bei galvanischer Koppelung dadurch, daß durch verschiedene Abzweigung des Kreises II von der Selbstinduktionsspule L_1 die beiden Kreisen gemeinsame Selbstinduktion geändert wurde. Die Selbstinduktionsspulen L zur induktiven Koppelung waren Ringe aus umsponnenem Kupferdraht (2,3 mm Durchmesser blank) mit 1, 2, 3, 6 und 9 Windungen und einem mittleren Windungsdurchmesser von 14 cm. Die Selbstinduktionen der Spulen waren

$$L_1 = 518 \text{ cm} \qquad L_2 = 1356 \text{ cm}$$
$$L_3 = 2630 \text{ cm} \qquad L_6 = 9350 \text{ cm}$$
$$L_9 = 32950 \text{ cm}$$

Die Selbstinduktionsspule für die galvanische Koppelung war aus blankem Kupferdraht von 5 mm Durchmesser hergestellt, welcher auf eine Säule gewickelt war. An die einzelnen Windungen waren zum Zwecke der Abzweigung des Kreises II Kupferstifte angelötet. Es waren 35 Windungen von 5,3 cm Durchmesser vorhanden, welche insgesamt eine Selbstinduktion von 10920 cm hatten.

Um nun die Zahl und den Verlauf der Wellen in den gekoppelten Kreisen I und II festzustellen, wurde ein Meßkreis III benutzt, welcher sowohl mit I wie auch mit II sehr lose gekoppelt wurde. In den Kreisen II und III befand sich induktiv gekoppelt je ein empfindliches Thermoelement. Dieses stand seinerseits wieder mit einem Deprez-Spiegelgalvanometer von Siemens & Halske in Verbindung, das eine Empfindlichkeit von 1 Skt. = $5{,}76 \cdot 10^{-10}$ Ampere bei einem Systemwiderstand von 200 Ohm hatte. Der veränderliche Luftkondensator des Kreises III war ein Köpselscher Plattenkondensator mit einer Gesamtkapazität von 1860 cm, welcher zusammen mit den oben genannten Selbstinduktionen $L_3 L_6 L_9$ als Wellenmesser von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt geeicht worden war.

Die Quecksilberfunkenstrecke des Kreises I konnte bei den Messungen durch eine Zinkplattenfunkenstrecke[1]) ersetzt werden, um

1) Die Zinkplattenfunkenstrecke zeigte beim Betriebe mit dem Gleichstrominduktor bisweilen das bekannte Inaktivwerden des Funkens, wodurch die Beobachtungen gestört wurden. Um dies zu vermeiden, benutzte ich mit ausgezeichnetem Erfolge an Stelle der Zinkelektroden geriefte Rollen

einen Vergleich über das Verhalten beider zu ermöglichen. Die Aufnahme der Resonanzkurven, welche in der üblichen Weise mittels der variablen Kondensatoren der Kreise II und III erfolgte, geschah stets bei den einzelnen Koppelungen nacheinander für die beiden Funkenstrecken. Um die Koppelungskoeffizienten in den verschiedenen Fällen zu bestimmen, verfuhr ich folgendermaßen.

Bestimmung der Koppelungskoeffizienten.

Der Koppelungskoeffizient zweier Schwingungskreise ist definiert als

$$K = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}},$$

wo L_1 und L_2 die gesamte Selbstinduktion der gekoppelten Kreise I und II, und M den gegenseitigen Induktionskoeffizienten der beiden Koppelungsspulen bedeuten. Die Größe der Koppelungskoeffizienten kann verändert werden, 1. dadurch daß M geändert wird, indem bei der Anordnung Fig. 3 verschiedene Abstände a der beiden Koppelungsspulen gewählt werden, 2. dadurch, daß die Selbstinduktionen L_1 und L_2 der Kreise I und II geändert werden. Beide Wege wurden ein-

aus sogenanntem „non arcing"-Metall (Wurtz-Metall), welches in Amerika für Blitzableiter vielfach Verwendung findet. Bei diesen Elektroden war auch

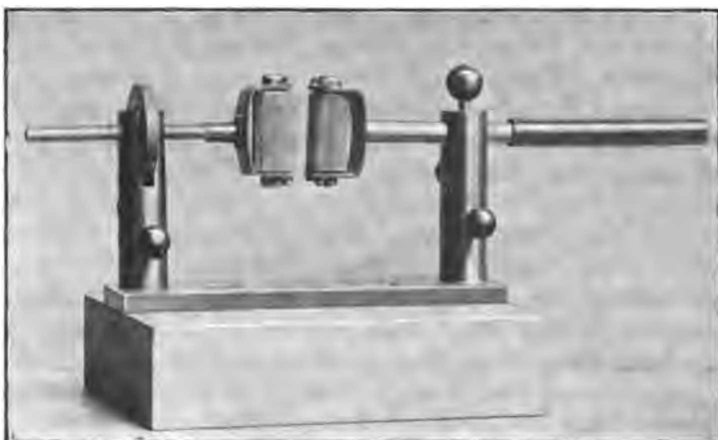


Fig. 5.

nach sehr langer Betriebszeit kaum eine Abnutzung und nie ein Inaktivwerden des Funkens zu beobachten. (Fig. 5 zeigt eine solche Funkenstrecke.)

geschlagen, um sehr kleine und sehr große Koppelungskoeffizienten zu erreichen. Zur Berechnung der verschiedenen K mußten also die jeweiligen Werte von L_1 und L_2 und M gemessen werden. Da die in den Kreisen I und II verwendeten Kapazitäten genau bekannt waren und überdies ein geeichter Wellenmesser zur Verfügung stand, so konnten die jeweiligen Selbstinduktionen durch Messung der Wellenlänge λ ermittelt werden, und zwar nach der Thomsonschen Formel

$$L = \frac{\lambda}{4\pi^2 C}.$$

Die Bestimmung von M für verschiedene Koppelungsspulen und verschiedene Abstände a wurde nach 2 Methoden ausgeführt, 1. mit schnellen Schwingungen unter Verwendung des Wellenmessers, 2. mit der von Dolezalek[1]) angegebenen Brücke zur Messung kleiner Selbstinduktionen.

Zur Ermittelung von M waren 2 Messungen von Selbstinduktionskoeffizienten erforderlich[2]), nämlich einmal, wenn beide Koppelungsspulen so hintereinander geschaltet waren, daß sie in demselben Sinne wirken, und dann, wenn sie einander entgegenwirken (Fig. 6a u. b).

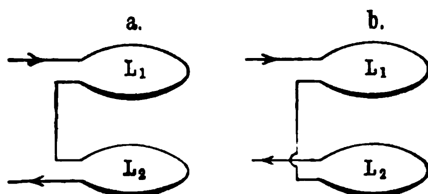


Fig. 6.

Ist die Gesamtselbstinduktion beider hintereinander geschalteter Spulen L_1 und L_2 im ersten Falle L_a, im zweiten Falle L_b, so ist

$$L_a = L_1 + L_2 + 2M, \qquad L_b = L_1 + L_2 - 2M,$$

woraus folgt

$$M = \tfrac{1}{4}(L_a - L_b)$$

und für Kontrollrechnungen

$$L_1 + L_2 = \tfrac{1}{2}(L_a + L_b).$$

1) F. Dolezalek, Ztschr. f. Instrumentenk. 23, 240, 1903.
2) F. Kohlrausch, Lehrb. d. prakt. Physik 1905, S. 510.

Die Messungen von L_a und L_b wurden für ein Paar der Koppelungsspulen nämlich L_2 und L_3 mit 2 bzw. 3 Windungen und für die Abstände $a = 25, 20, 15, 10, 5, 2{,}5$ cm ausgeführt. Da die Unterschiede zwischen L_a und L_b, besonders für größere Abstände, sehr gering sind (sie betrugen nur wenige Zentimeter) so mußte zur Messung eine möglichst genaue Methode angewendet werden, welche noch mit Sicherheit Beträge bis herunter zu 1 cm zu messen gestatten. Eine hierfür geeignete Methode habe ich früher[1]) angegeben. Der Zweck derselben war, durch Differenzialschaltung zweier Schwingungskreise die stets vorhandene Inkonstanz der Schwingungen, für die Messung selbst auszuschalten und dadurch eine größere Genauigkeit zu erreichen. Die Genauigkeit dieser Resonanzmethode ist natürlich um so größer, je geringere Dämpfung die verwendeten Schwingungskreise haben. Ich benutzte daher eine gegenüber der früheren etwas abgeänderte Schaltung (Fig. 7), bei welcher unter Zwischenschaltung des Kreises Ia

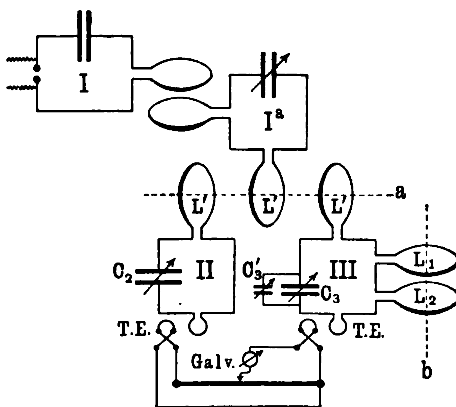


Fig. 7.

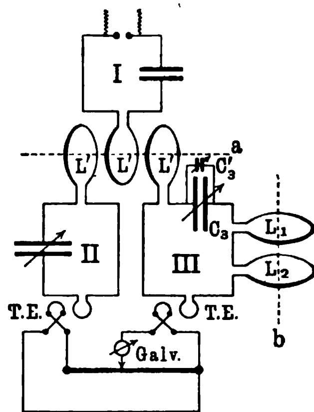


Fig. 7a.

zwei Schwingungskreise ohne Funkenstrecke für die eigentliche Messung benutzt wurden, so daß die Gesamtdämpfung eine sehr geringe war. Im allgemeinen genügte jedoch die vereinfachte Schaltung Fig. 7a.

Um genügend Energie zur Verfügung zu haben, wurde im Kreise I eine kleine Quecksilberfunkenstrecke verwendet. C_2 war wiederum der große variable Ölkondensator, C_3 der Luftkondensator des Wellenmessers. Da letzterer aber für diesen Zweck keine ausreichende Unter-

1) Br. Glatzel, Verh. d. Deutschen Phys. Ges. 8, 150—159, 1907.

teilung besaß, so wurde zu C_3 noch ein kleiner Luftkondensator C'_3 von solcher Kapazität parallel geschaltet, daß 180° seiner Teilung einem Intervall von 10° am großen Kondensator entsprachen. 1° Änderung am Kondensator C'_3 bedeutete dann 0,57 cm. L_1 und L_2 sind die beiden Selbstinduktionsspulen, deren gegenseitige Induktion bestimmt werden soll. L die Koppelungsspulen des Kreises Ia mit den Kreisen II und III. Um lediglich die Rückwirkung der beiden Spulen L_1 und L_2 aufeinander zu erhalten, mußte genau darauf geachtet werden, daß deren Achsenrichtung b—b nicht mit der einer anderen Spule z. B. a—a zusammenfiel. Die Spulen L_1 und L_2 wurden daher so angeordnet, daß ihre Windungsebenen von keinen anderen Kraftlinien durchsetzt wurden. Sämtliche Leitungen in den Kreisen II und III waren so weit als möglich fest verlegt, so daß wenigstens während einer Messung jegliche Lagenänderung an ihnen ausgeschlossen war. Es wurde nun mit einer bestimmten Wellenlänge gearbeitet und die jeweiligen Einstellungen an den Kondensatoren C_3 und C'_3 für die verschiedenen Schaltungen und Entfernungen von L_1 und L_2 ermittelt. Aus diesen Werten von C und der Wellenlänge ergab sich die jeweilige Gesamtselbstinduktion des Kreises III. Um die Werte von L_a und L_b selbst zu finden, war noch eine zweite Doppelmessung erforderlich, bei welcher die Spulen L_1 und L_2 durch Kurzschlußstöpsel ersetzt waren. L_a und L_b ergaben sich dann als Differenz der aus beiden Doppelmessungen folgenden Selbstinduktionen. Aus L_a und L_b wiederum berechnete sich M. Um die Genauigkeit der Messung zu prüfen, wurden stets auch $L_1 + L_2$ ermittelt.

In analoger Weise wurden L_a und L_b mit der Dolezalekschen Wechselstrombrücke gemessen. Mit dieser konnten natürlich nicht so kleine Unterschiede mehr gemessen werden wie nach der Resonanzmethode. Immerhin erhielt ich noch für die Abstände $a = 10$, 5, 2,5 cm vergleichbare Resultate. Die Genauigkeit der Wechselstrombrücke ist jedoch für die Messung der kleinen Unterschiede von L zur Bestimmung von M nicht ausreichend genug und infolgedessen ist die Übereinstimmung der M-Werte nur mangelhaft, während diejenige der Werte von $L_1 + L_2$ besser ist.

Bei eigens für diese Maßzwecke hergestellten Spulen mit genau bestimmbaren Abständen läßt sich nach der Resonanzmethode zweifellos noch eine wesentlich größere Genauigkeit erreichen. Für den vorliegenden Zweck war es aber nicht erforderlich, die Werte von M und damit die Koppelungskoeffizienten k genauer als auf etwa 5 %$_0$ zu bestimmen.

Die folgende Tabelle 2 sowie die Kurven Fig. 8 und 9 enthalten eine Zusammenstellung der Messungsergebnisse nach den beiden angewandten Verfahren für die Spulenpaare L_2—L_3 und L_3—L_6.

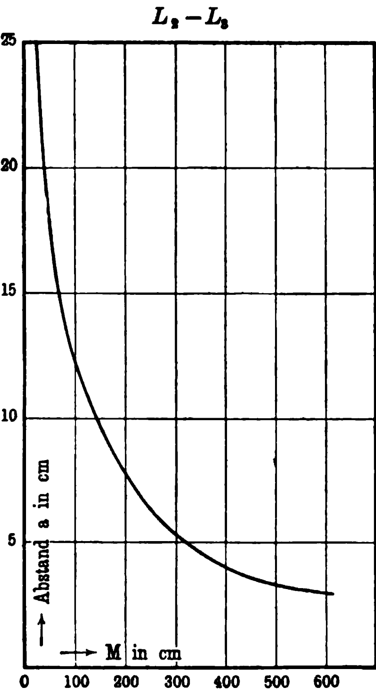


Fig. 8.

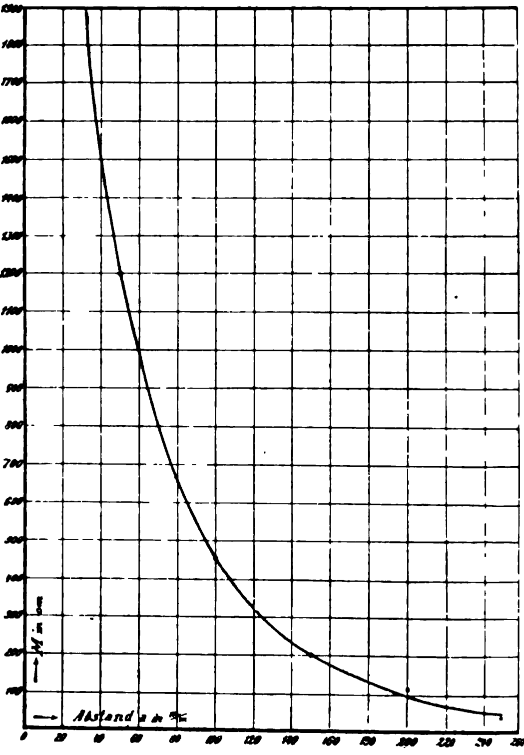


Fig. 9.

Tabelle 2.

	$L_2 - L_3$			$L_3 - L_6$		
a = mm	M Resonanz	M Dolezalek-Br.	$L_1 + L_2$ Resonanz	M Resonanz	M Dolezalek-Br.	$L_1 + L_2$ Resonanz
250	19		3889	29		14047
200	49		3850	114		13848
150	70	46	3853	197	180	13899
100	143	107	3857	459	315	13795
50	319	316	3878	1197	1075	13776
25	610	578	3919	2689	1820	13954

Bei engen Koppelungen konnten die Koppelungskoeffizienten auch aus den bei Luftfunkenstrecken auftretenden zwei Partialwellen bestimmt[1]) werden.

Die Quecksilberfunkenstrecke im Vergleich zur Luftfunkenstrecke.

A. Induktive Koppelung.

Die im Kreise II (Fig. 3) durch Änderung des Kondensators C_2 aufgenommenen Resonanzkurven sowohl für die Luftfunkenstrecke als

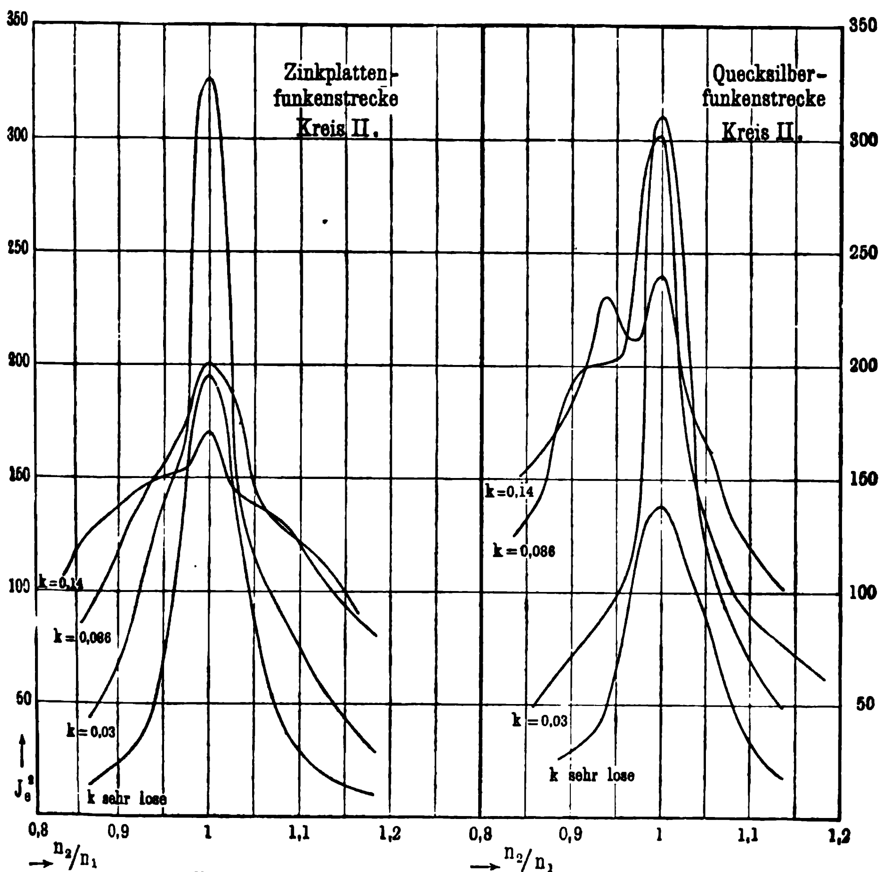


Fig. 10. Fig. 11.

1) Siehe auch J. Zenneck, Elektromagnetische Schwingungen, Tabelle XX, S. 1012.

auch für die Quecksilberfunkenstrecke sind in den Fig. 10 u. 11 S. 79 dargestellt.

Als Abszissen sind die Verhältnisse n_2/n_1 der Schwingungszahlen der Kreise I und II, als Ordinaten die Ausschläge des Galvanometers aufgetragen, welche dem Quadrat des Effektivwertes, J_e^2, des Hochfrequenzstromes proportional sind. Aus den Kurven folgt zunächst in bezug auf die Energieaufnahme des Kreises II, daß es wie für die Luftfunkenstrecke, so auch für die Quecksilberfunkenstrecke eine günstigste Koppelung gibt ($L = 0{,}03$). Diese ist ungefähr dann er-

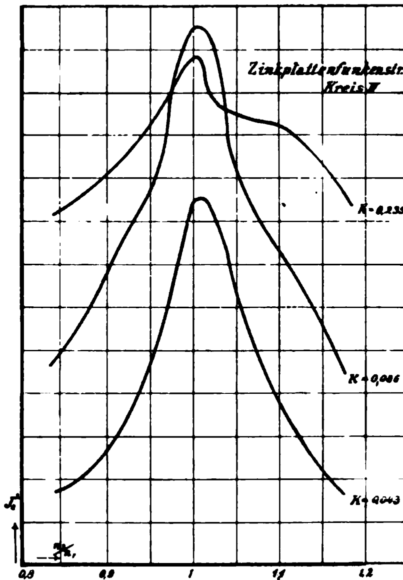


Fig. 12.

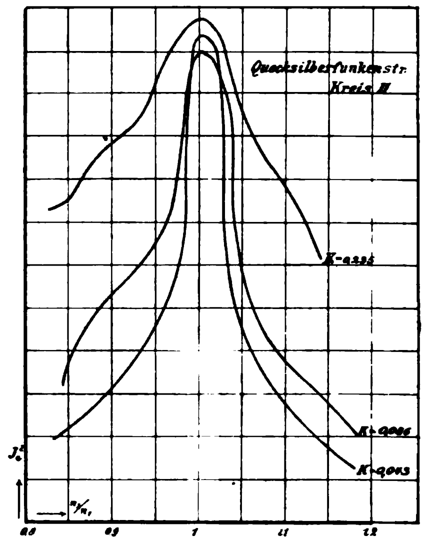


Fig. 13.

reicht, wenn im Kreise II eben zwei Wellen auftreten. Bei einer weiteren Verstärkung der Koppelung ergibt sich wieder eine schwache Verringerung der Energieaufnahme, während die Form der Resonanzkurven stark verzerrt wird, so daß bei $k = 0{,}14$ sogar zwei Maxima auftreten. Aus der Tatsache des Vorhandenseins einer günstigsten Koppelung geht hervor, daß im Kreise I doch noch einige Oszillationen

1) M. Wien, Ann. d. Phys. **25**, 625, 1908; K. E. F. Schmidt, Phys. Ztschr. **9**, 14, 1908.

auftreten, der Kreis also nicht sofort nach dem ersten Anstoß geöffnet wird. Auch der Umstand, daß sich mit Kreis II überhaupt Resonanzkurven aufnehmen lassen, zeigt, daß die Quecksilberfunkenstrecke noch keine ganz reine Stoßerregung gibt.

Entsprechend gaben die Beobachtungen mit dem Glimmlichtoszillographen [1]) folgendes: Bei loser Koppelung der Kreise I und II war eine größere Anzahl Oszillationen in I zu beobachten. Je enger dann die Koppelung gemacht, und je mehr Energie durch Kreis II entnommen wurde, um so geringer wurde die Zahl der Oszillationen und um so kürzer damit auch die Zeit, welche vom Einsetzen der Oszillationen bis zur Öffnung des Kreises I verging.

B. Galvanische Koppelung (Fig. 4).

Fig. 12 u. 13 S. 80 geben eine Zusammenstellung von Resonanzkurven für galvanische Koppelung, bei welcher es möglich war, noch größere Koppelungs-

1) Durch das liebenswürdige Entgegenkommen des Herrn H. Diesselhorst von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt war es mir möglich, diese Beobachtungen mit dem dortigen Glimmlichtoszillographen vorzunehmen.

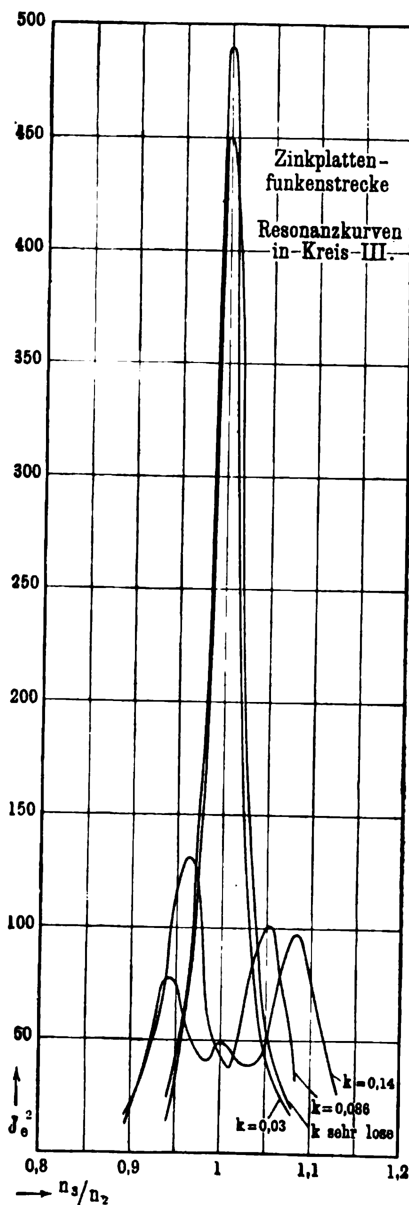


Fig. 14.

koeffizienten (bis zu $k = 0,24$) zu erreichen, als bei induktiver Koppelung. Auch aus diesen Kurven ergibt sich, daß es eine günstigste Koppelung für die maximale Energieaufnahme des Kreises II gibt, welche bei der Luftfunkenstrecke etwa bei $K = 0,086$ liegt.

C. Resonanzkurven im Kreise II.

Über die im Kreise II entstehenden Schwingungen bei induktiver Koppelung geben nun Fig. 14 S. 81 und Fig. 15 Aufschluß.

Diese mit dem Meßkreis III aufgenommenen Resonanzkurven lassen das gänzlich andere Verhalten einer Quecksilberfunkenstrecke im

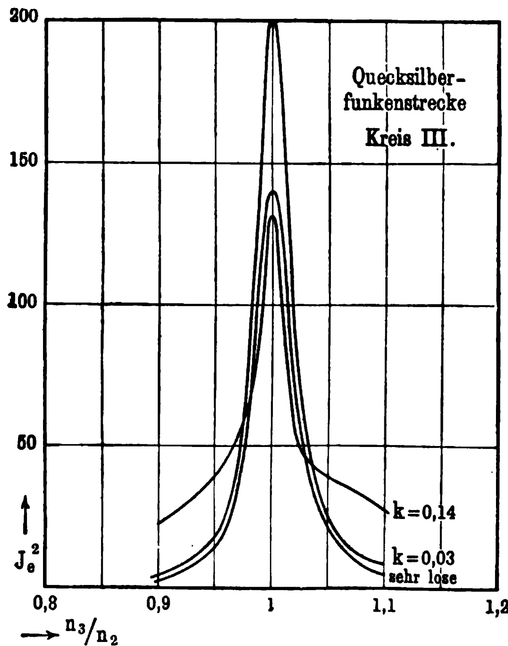


Fig. 15.

Vergleich zu einer Luftfunkenstrecke deutlich hervortreten. Es sind wiederum für die verschiedenen Koppelungen zwischen den Kreisen I und II die Resonanzkurven angegeben. Bei sehr loser Koppelung ist bei beiden Funkenstrecken im Kreise II nur eine einzige Welle vorhanden. Verstärkt man nun die Koppelung, so treten bei der Luft-

funkenstrecke, wie es auch der Theorie entspricht, zwei Wellen im Kreise II auf, deren Schwingungszahlen immer weiter auseinanderrücken; die Quecksilberfunkenstrecke dagegen ergab auch bei den engsten verwendeten Koppelungen nur eine einzige Welle. Ihre Dämpfung ist nahezu konstant und gleich der Eigendämpfung des Kreises II, eine Tatsache, welche wiederum durch die Beobachtungen mit dem Glimmlichtoszillographen ihre Bestätigung fand. In Übereinstimmung mit obigem konnten in dem Oszillographen auch bei engster Koppelung keine Schwebungen beobachtet werden, wie sie b. Z. bei Luftfunkenstrecken stets auftreten[1].

Die gleichen Resultate ergaben sich bei galvanischer Koppelung, für welche die Fig. 16 und 17 den Verlauf der Resonanzkurven im Kreise III angeben.

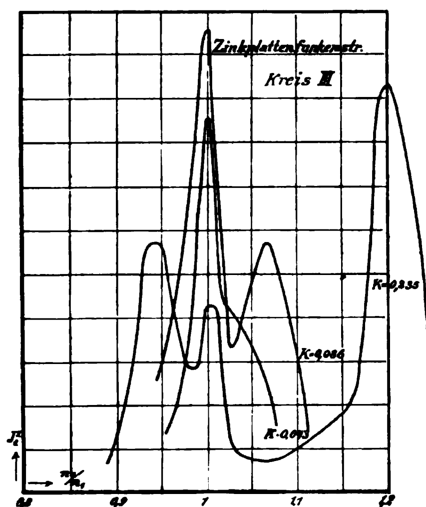


Fig. 16.

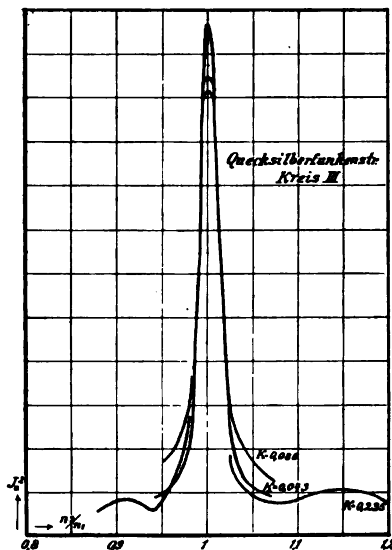


Fig. 17.

Die Kurven der Fig. 17 bieten nun gegenüber denen der Fig. 15 insofern noch etwas Neues, als bei sehr enger Koppelung ($k = 0{,}24$) neben dem Hauptmaximum entsprechend der Eigenwelle des Kreises II

1) H. Diesselhorst, Verh. d. Deutschen Phys. Ges. 8, 318—320, 1907.

noch ganz schwach die beiden Koppelungswellen auftreten, die man mit der Luftfunkenstrecke erhält. Dies ist wiederum ein Beweis dafür, daß die Quecksilberfunkenstrecke die ideale Stoßerregung noch nicht ganz verwirklicht und daß noch eine, wenn auch geringe Rückwirkung zwischen den beiden gekoppelten Kreisen I und II vorhanden ist.

Aus dem Vorstehenden ergibt sich also zunächst, daß die Quecksilberfunkenstrecke die Möglichkeit bietet, die volle Schwingungsenergie eines primären Kreises auf einen sekundären Sendekreis zu übertragen, so, daß sie in dem letzteren mit der Eigendämpfung dieses Kreises ausschwingt. Die von dem Sendekreis in den Raum gesandten elektrischen Wellen besitzen daher ebenfalls eine sehr schwache Dämpfung und eignen sich in besonders hohem Maße für die Verwendung in der drahtlosen Telegraphie. Hierzu kommt dann noch die Eigenschaft der Quecksilberfunkenstrecke, eine wesentlich größere Zahl Partialentladungen zuzulassen, so daß infolgedessen auch die ausgesandte Energiemenge gegenüber derjenigen bei einer Luftfunkenstrecke beträchtlich höher ist.

Abhängigkeit der Dämpfung der Quecksilberfunkenstrecke von der Koppelung und dem Entladungspotential.

Nach dem im vorigen Abschnitt dargelegten Verhalten der Quecksilberfunkenstrecke muß ihre Dämpfung und damit auch die des Kreises I mit zunehmender Energieentziehung und steigender Koppelung zunehmen. Dies wurde in der Weise untersucht, daß bei verschiedenen Koppelungen der Kreise I und II mittels des Meßkreises III die jeweilige Dämpfung des Kreises I ermittelt wurde. Von der gemessenen Dämpfung wurde dann die Eigendämpfung des Wellenmesserkreises III abgezogen. Letztere war für die drei verwendeten Spulen L_3, L_6, L_9 dadurch bestimmt worden, daß das Dekrement des Kreises III durch Einschalten eines bekannten Ohmschen Widerstandes w um einen meßbaren Betrag

$$\delta_3' = \frac{w}{n L}$$

vergrößert wurde. Aus den Ausschlägen α_1 und α_2 des Galvanometers ergibt sich dann

$$\delta_3 = \delta_3' \frac{\alpha_2\left(1 + \frac{\delta_3'}{\delta_1 + \delta_3}\right)}{\alpha_1 - \alpha_2\left(1 + \frac{\delta_3'}{\delta_1 + \delta_3}\right)}.$$

Dabei ergab sich für $L_8 : \delta_3 = 0,0032$, für $L_6 : \delta_3 = 0,028$, für $L_9 : \delta_3 = 0,056$. In Tabelle 4 sind die bei den verschiedenen Koppelungen ermittelten Werte der Dämpfung des Kreises I zusammengestellt. Sie sind mit der Dämpfung der Quecksilberfunkenstrecke nahezu identisch, da die durch den Schwingungskreis selbst hervorgerufene Dämpfung bei engeren Koppelungen vernachlässigt werden kann.

Tabelle 3.

k	δ
0,0032	0,36
0,0126	0,37
0,0218	0,40
0,0509	0,52
0,133	0,523

Die im vorigen Abschnitt geschilderten Eigenschaften der Quecksilberfunkenstrecke werden also auch durch diese Ergebnisse in vollem Umfange bestätigt.

Für Messungen, welche die Ermittlung der Eigendämpfung einer Quecksilberfunkenstrecke zum Ziel haben, ergibt sich ferner als wichtigste Bedingung, daß dem primären Kreis durch den Meßkreis keine nennenswerte Energie entzogen werden darf, weil hierdurch die Zahl der primären Oszillationen und damit die scheinbare Dämpfung der Funkenstrecke verändert wird. Es ist sehr wohl möglich, daß sich auf die nicht genügend strenge Beachtung dieser Tatsache die zum Teil sich widersprechenden Angaben verschiedener Forscher über die Dämpfung der Quecksilberfunkenstrecke zurückführen lassen. Die Dämpfung bei starken Koppelungen aber, welche ja nach den obigen Untersuchungen für die Erzeugung schwach gedämpfter Wellen von weit größerem Interesse ist, läßt sich durch Aufnahme von Resonanzkurven nur noch ungenau bestimmen. Man wird daher hierfür vielleicht zweckmäßiger zu der von Diesselhorst angegebenen photographischen Aufnahme des Schwingungsverlaufes mit dem Gehrckeschen Glimmlichtoszillographen übergehen.

Es fragte sich nun, ob man nicht unter bestimmten Verhältnissen auch bei einer Quecksilberfunkenstrecke im Kreis II, ebenso wie bei der Luftfunkenstrecke statt der Eigenwelle nur die beiden Partialwellen erhalten kann. Möglich mußte dies dann sein, wenn entweder die Trägheit der Quecksilberfunkenstrecke vergrößert oder aber dafür

gesorgt wurde, daß die Energie, welche nach dem Kreis I zurückströmen will, sich durch eine Rückzündung der Funkenstrecke gewaltsam ihren Weg bahnen kann. Bevor ich aber auf die diesbezüglichen Versuche eingehe, möchte ich noch eine Bemerkung über das Verschwinden der Leitfähigkeit in einer Quecksilberlampe bzw. -Funkenstrecke vorausschicken, obwohl die Untersuchungen hierüber noch nicht zum Abschluß gelangt sind.

Wenn man von besonderen Anordnungen absieht, so ist es nicht möglich, eine Quecksilberlampe mit Wechselstrom von etwa 50 Perioden zu brennen. Die Lampe erlischt nämlich stets in dem Augenblick, in welchem der Strom durch Null geht, weil dann der Gasraum seine Leitfähigkeit verliert. Die Zeit, welche bis zum völligen Verschwinden der Leitfähigkeit vergeht, ist sehr kurz, besonders im Verhältnis zu der Änderungsgeschwindigkeit der Momentanwerte des Stromes bei 50 Perioden und Sinusform; der Strom hat noch nicht wieder einen genügend hohen Wert erreicht, wenn die Leitfähigkeit bereits verschwunden ist. Eine langsame Stromschwingung kann also nie in der Lampe bestehen bleiben. Ganz anders dagegen liegen die Verhältnisse bei den schnellen Schwingungen. Bei diesen ist die Rückkehrzeit der Leitfähigkeit gegenüber der Änderungsgeschwindigkeit des Momentanwertes des Stromes und der Periodenzahl ziemlich groß; infolgedessen hat der Strom bereits wieder einen genügend hohen Wert erreicht, bevor die Leitfähigkeit vollkommen verschwunden ist; die Lampe erlischt nicht. Daher können auch in einer Quecksilberlampe in diesem Falle stets Schwingungen bestehen. Ein Erlöschen der Lampe tritt hier erst dann ein, wenn infolge der Dämpfung der Schwingungen der quadratische Mittelwert des Stromes unter den erforderlichen Mindestwert gesunken ist. Eine andere Erklärung für das Bestehen schneller Schwingungen, bei welcher man keine Trägheit der Lampe anzunehmen braucht, wäre die, daß in jeder Halbperiode Neuentzündungen eintreten. Welche von beiden Anschauungen die richtige ist, konnten die bisherigen Beobachtungen mit dem Gehrckeschen Glimmlichtoszillographen noch nicht sicher entscheiden, jedoch möchte ich auf Grund der bisherigen Versuche mehr der ersten Anschauung zuneigen, und eine, wenn auch geringe, Trägheit der Quecksilberfunkenstrecke annehmen.

Hat man nun die Koppelung bestimmt, bei welcher die Rückwirkung merkbar zu werden beginnt, so kann man aus dieser einen Schluß auf die zeitliche Trägheit der Quecksilberfunkenstrecke ziehen. Wie bereits in der Einleitung auseinandergesetzt wurde, sucht die Schwingungsenergie zwischen den beiden gekoppelten Kreisen hin- und

herzupendeln, es bilden sich Schwebungen aus, deren Schwingungszahl abhängig ist von der Koppelung beider Kreise. Sind n_1 und n_2 diese Schwingungszahlen der beiden Partialwellen, so ist die Schwingungszahl der Schwebungswelle

$$n_3 = n_2 - n_1 .$$

Gemessen sind nun der Koppelungskoeffizient k und die Wellenlänge λ, bzw. n_1 oder n_2.

Das Verhältnis n_2/n_1 steht mit dem Koppelungskoeffizienten in folgender Beziehung

$$n_2/n_1 = \sqrt{\frac{1+K_1}{1-K_1}}$$

$$K_1 = \sqrt{K^2 - \left(\frac{\delta_1 - \delta_2}{2\pi}\right)^2}$$

Dabei bedeuten δ_1 und δ_2 die Dämpfungen der beiden Kreise I und II.

Für die zu den oben erwähnten Versuchen benutzte Quecksilberfunkenstrecke ist für die Grenzkoppelung, bei welcher oben zwei Partialwellen neben der Hauptwelle auftraten, ermittelt worden

$$K = 0{,}24 \qquad \delta_1 = 0{,}6 \qquad \delta_2 = 0{,}18 \qquad \lambda = 202 \text{ m}.$$

Hieraus ergibt sich $n_3 = 0{,}195 . 10^{-6}$ Sek. Damit die Energie aus dem Sekundär- in den Primärkreis wieder zurückströmen kann, muß die Leitfähigkeit der Funkenstrecke länger bestehen bleiben als der Zeit entspricht, welche zwischen einem Maximum und dem Minimum der Schwebungswelle vergeht. Diese Zeit ist halb so groß als die Schwingungsdauer für n_3. Unter Berücksichtigung dieser Überlegung ergibt sich dann die Trägheitszeit für die Quecksilberfunkenstrecke zu:

$$t = 5{,}13 . 10^{-6} \text{ Sek.}$$

Für eine Luftfunkenstrecke folgt in analoger Weise

$$t = 47 . 10^{-6} \text{ Sek.}$$

Selbstverständlich sollen diese Zeitangaben lediglich einen Vergleichsmaßstab für beide Arten von Funkenstrecken darstellen, da sie von den verschiedenen Versuchsbedingungen, wie Vakuum, Länge, Material der Funkenstrecke usw. beeinflußt werden. Inwieweit dies der Fall ist, wird im folgenden Abschnitt für die Quecksilberfunkenstrecke gezeigt werden.

Die weiteren Versuche wurden zunächst an Funkenstrecken vorgenommen, bei welchen das Vakuum niedriger war als bei den bisher verwendeten. Hierbei zeigte sich dann, daß bei $k = 0,133$ bereits zwei Wellen auftreten und auch noch bei der engsten Koppelung $k = 0,298$ und größter Energieentziehung bestehen bleiben. Fig. 18 und 19 stellen die bei den verschiedenen Koppelungen in den Kreisen I und II mittels des Meßkreises III aufgenommenen Resonanzkurven dar.

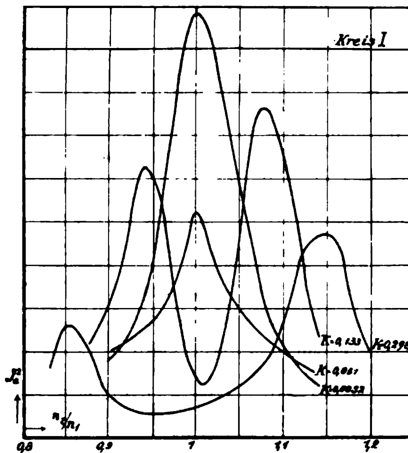


Fig. 18.

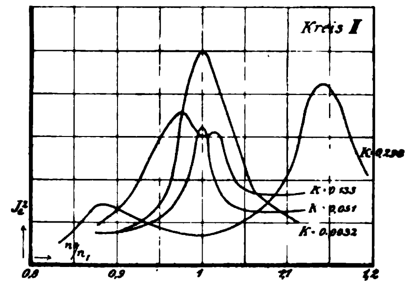


Fig. 19.

Ich beobachtete nun verschiedentlich, daß, wenn die Funkenstrecke einige Zeit außer Betrieb gewesen war und dann wieder eingeschaltet wurde, bei derselben engen Koppelung bald die beiden oben erwähnten Maxima der Partialwellen, bald aber auch nur eine einzige Hauptwelle sich zeigte. Bisweilen kam es auch vor, daß während des Betriebes die zwei Partialwellen in die Hauptwelle umsprangen. Da es nun möglich war, daß infolge des geringeren Vakuums eine größere Trägheit der Funkenstrecke vorhanden war, welche das Auftreten der Schwebungen ermöglichte, andererseits aber auch durch die zurückkehrende Energie eine Rückzündung erfolgen konnte, so verfuhr ich zur Entscheidung dieser Frage folgendermaßen: Ich benutzte eine Quecksilberfunkenstrecke, welche mit Außenbelegungen zur Änderung des Entladepotentials versehen war. Zum Betriebe diente ein großer Wechselstrominduktor. Die Spannung an der Funkenstrecke wurde mit

einem Braunschen Elektrometer gemessen. Dieses mißt natürlich nur irgend einen Mittelwert der Spannung, welcher von der Aufladezeit der Kapazität des Schwingungskreises und der Dauer der Oszillationen in der Funkenstrecke abhängt. Man kann daher auch auf den absoluten Wert der Einsatzspannung der Quecksilberfunkenstrecke keinen Schluß ziehen. Wohl aber genügen die gemessenen Werte für einen relativen Vergleich, wie er im vorliegenden Falle lediglich erforderlich war.

Waren die Belegungen offen, so erhielt ich Entladespannungen von etwa 3000 Volt, bei Verbindung der Elektroden mit den nicht zugehörigen Belegungen ca. 1000 Volt. In beiden Fällen konnte man das Vakuum als nahezu konstant annehmen. Es zeigte sich nun, daß unter sonst gleichbleibenden Verhältnissen und einer Koppelung $k = 0{,}24$ die Erniedrigung der Zündspannung das Auftreten der zwei Partialwellen zur Folge hatte, während bereits bei 2000—3000 Volt nur mehr eine Welle zu beobachten war.

Auf Grund dieser Versuche möchte ich als Ursache für das Auftreten der zwei Partialwellen auch bei der Quecksilberfunkenstrecke eine Rückzündung durch die aus dem Kreise II zurückströmende Energie bei so enger Koppelung annehmen. Zur endgültigen Entscheidung dieser Frage beabsichtige ich jedoch, noch einige Versuche mittels der Braunschen Röhre durch Aufnahme der Charakteristik $E = F(J)$ für den Schwingungskreis in der von Simon und Barkhausen[1]) angegebenen Weise vorzunehmen. Erschwert werden alle diese Messungen durch eine, wenn auch geringe Inkonstanz des Vakuums und damit der Entladespannung der Quecksilberfunkenstrecke.

Die gleichen Versuche wie oben stellte ich nun auch mit dem Gleichstrominduktor und Hammerunterbrecher an Stelle des Wechselstrominduktors an. Das Elektrometer zeigte natürlich hierbei infolge des ganz abweichenden Verlaufes der Stromkurve in der Sekundärwicklung des Gleichstrominduktors gegenüber derjenigen beim Wechselstrominduktor vollkommen andere Werte an, und diese dürfen daher mit den oben angegebenen nicht ohne weiteres verglichen werden. Es ergab sich hier, daß bei der engen Koppelung noch bis zu einer vom Elektrometer angezeigten Spannung von 5000—6000 Volt die zwei Partialwellen auftraten. Die Belegungen waren dabei auf entgegengesetzte Potentiale aufgeladen. Bei offenen Belegungen genügte die Spannung des Induktors nicht mehr, um die Funkenstrecke in Tätigkeit zu setzen.

---

1) H. Th. Simon, Phys. Ztschr. **6**, 305, 1905. H. Barkhausen, Jahrb. d. drahtl. Telegr. **1**, 243, 1908.

Versuche mit einer angeblasenen Luftfunkenstrecke.

Im Anschluß an die mitgeteilten Untersuchungen über das Verschwinden der Leitfähigkeit in einer Quecksilberfunkenstrecke will ich einen Versuch erwähnen, welchen ich mit einer Zinkplattenfunkenstrecke vorgenommen habe, um festzustellen, ob ein schnelleres Be-

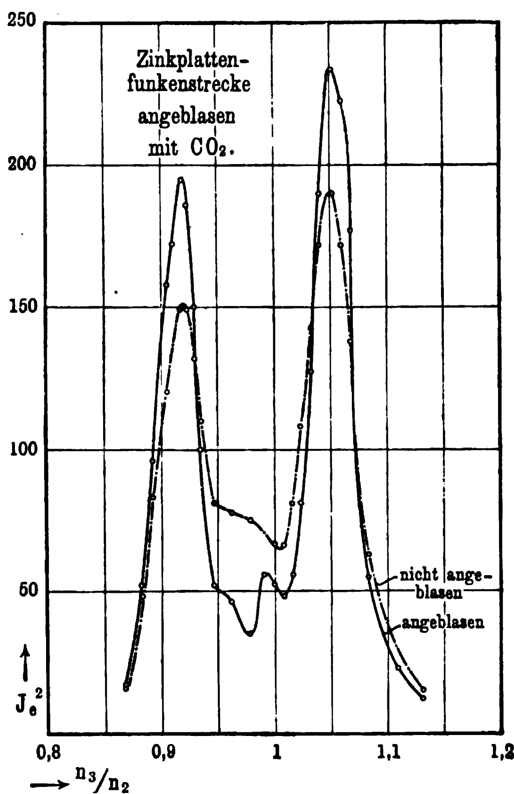


Fig. 20.

seitigen der in der Funkenstrecke nach jeder Entladung befindlichen leitenden Gase das Auftreten der Stoßerregung des Kreises II begünstigt, ähnlich wie bei der Quecksilberfunkenstrecke. Dieses mußte sich dadurch zeigen, daß außer den beiden Wellen, welche in Kreis II bei enger Koppelung vorhanden sind, noch eine Welle, der Eigenschwingung

entsprechend, auftritt, wie es Wien[1]) s. Z. in besonders starkem Maße bei den Zischfunkenstrecken beobachtet hat. Es wurde zu dem Zweck gegen die Funkenstrecke ein sehr kräftiger Kohlensäurestrom geblasen. Die Aufnahme der Resonanzkurven mit Kreis III geschah dann in der Weise, daß für jede Kondensatoreinstellung der Ausschlag am Galvanometer nacheinander für die angeblasene und für die nicht angeblasene Funkenstrecke ermittelt wurde.

Die beiden Kurven der Fig. 20 zeigen, daß die Eigenschwingung des Kreises II deutlich hervortritt, jedoch war die Wirkung wesentlich geringer, als ich erwartet hatte. Ja, die Maxima der beiden Partialwellen zeigen sogar noch eine beträchtliche Steigerung.

Die Erniedrigung der Resonanzmaxima bei der nicht angeblasenen Funkenstrecke gegenüber der angeblasenen möchte ich darauf zurückführen, daß durch die in der Funkenstrecke befindlichen Gase ihre Entladespannung und damit auch die im Schwingungskreis erzeugte Energie herabgesetzt wird. Durch das Anblasen werden diese leitenden Gase entfernt. Ob derselbe Einfluß des Anblasens einer Funkenstrecke auch beim Betrieb mit einem Resonanzinduktor vorhanden ist, konnte ich z. Z. noch nicht feststellen.

Wenn nun auch durch das Anblasen der Funkenstrecke die leitenden Gase entfernt werden, so scheint mir doch nach den obigen Versuchen die eigentliche Schwingungsträgheit der Funkenstrecke nicht beseitigt zu werden, so daß man also auf diesem Wege keine Stoßerregung erzielen kann.

Zusammenfassung der Resultate.

1. Die Quecksilberfunkenstrecke bietet die Möglichkeit, fast vollkommen die ideale Stoßerregung eines Schwingungskreises zu verwirklichen.

2. Um Stoßerregung zu erhalten, darf die Entladespannung bzw. Zündspannung einer Quecksilberfunkenstrecke nicht unter ein gewisses Maß herabgesetzt werden. Die sicherste Stoßerregung tritt bei möglichst hoher Entladespannung ein.

3. Die Dämpfung der Quecksilberfunkenstrecke ist um so größer, je größer die Energieentziehung und je enger die Koppelung des Erreger- und des Sendekreises ist.

4. Die zeitliche Trägheit einer Quecksilberfunkenstrecke ist etwa 10 mal geringer als die einer Luftfunkenstrecke.

Berlin, Laboratorium Dr. Micke.

---

1) M. Wien, Phys. Ztschr. 7, 871, 1906.

(Eingesandt 19. September 1908.)

Mitteilungen aus der Praxis.

Die Entwickelung der Apparatur in der drahtlosen Telegraphie.

Von **Eugen Nesper.**

Die Apparate, mit denen Marconi seine ersten Entfernungsversuche auf drahtlosem Gebiete anstellte, waren, nach heutigem Maßstabe gemessen, sehr primitiv und erforderten nicht nur eine äußerst vorsichtige Handhabung, sondern auch eine zeitraubende Einstellung, soweit hiervon damals die Rede sein konnte. Induktor und Leidener-Flaschen waren dem Laboratorium entnommen, die Funkenstrecke entstammte den Angaben Righis, der Kohärer denjenigen Branlys; Taster und Registrierapparate waren Konstruktionen der Telegraphentechnik. Nur bei der Antennenkonstruktion war eine vollständige Neuanordnung geschaffen. Daß trotz dieser Zusammenstellung der grundlegenden Apparate aus den verschiedenen Techniken die Arbeitsweise von vornherein zufriedenstellend war, läßt auf die experimentelle Geschicklichkeit der Ausführenden schließen.

Marconi bemühte sich indessen sofort seine Anordnungen zu verbessern, und zwar nicht nur hinsichtlich der zu verwendenden Schaltungen, sondern auch mit Bezug auf die Ausbildung der Apparate. Die von ihm konstruierten Apparate sind schon bei den Versuchen von 1897, welche in die größere Öffentlichkeit drangen, angewendet worden. Sie wurden darauf von den mit dem Marconisystem konkurrierenden Systemen zum größten Teil ebenso nachgeahmt wie die prinzipiellen Marconischaltungen, da man von diesen Anordnungen allein den Erfolg erwartete und tatsächlich bei meistens verfehlten und unrichtigen Abänderungen hiervon auch ungünstige Erfahrungen machte. Abgesehen von diesen Nachbildungen, entstanden jedoch in der Folgezeit der drahtlosen Telegraphie mit gedämpften Schwingungen eine größere Zahl Apparatekonstruktionen, von denen im folgenden einige zum Gegenstand der Erörterung gemacht werden sollen.

A. Kondensatoren.

Die Funkentelegraphie arbeitet mit hohen Spannungen, um die nötigen Energiemengen auszustrahlen. Insbesondere ist dieses bei der

alten Marconischaltung der Fall, wo die Hochspannungsklemmen des Induktors mit der Funkenstrecke verbunden sind. Da mit dieser Anordnung insbesondere bei einfachen Antennen keine hinreichenden Energiequanten ausgestrahlt werden konnten und da die Schwingungen auch an Reinheit zu wünschen übrig ließen, wurde bald auf den geschlossenen Schwingungskreis, welcher zuerst von Lodge und Braun angewandt wurde, übergegangen. Letzterer bedingte Kondensatoren, welche insbesondere hohe Spannungen aushalten mußten, und bei möglichst kleinem Raumbedürfnis genügend hohe Kapazität besaßen.

Bekannt waren zur Zeit der ersten drahtlosen Versuche die seit langem in Verwendung befindlichen Leidener-Flaschen, welche jedoch bei Überlastung, die leicht eintreten kann, große elektrische Verluste aufweisen und außerdem leicht durchschlagen können; zu diesen Nachteilen kommt noch u. a. die Zerbrechlichkeit des Glasbechers und die Schwierigkeit in der Variation der Kapazität.

Die Marconigesellschaft ging daher bald von der Benutzung der Leidener-Flaschen ab und verwendete statt dessen Ölplatten- oder -Blattkondensatoren. Diese waren so hergestellt, daß in einem Holzkasten eine größere Anzahl von ebenausgerichteten Metallplatten parallel aufgestellt wurde, wobei eine Berührung der Metallplatten durch dazwischen gestellte Isolatoren vermieden wurde. Außerdem wurde der Zwischenraum zwischen den Platten mit Öl ausgefüllt und die einzelnen Platten enteprechend an Schaltleisten geführt, so daß beliebig große Kapazitäten in stufenweiser Folge hergestellt werden konnten.

Eine andere in Poldhu angewendete Ausführung bestand darin, daß Glasplatten beiderseits mit ca. 30 × 30 cm großen Staniolblättern beklebt wurden und je zwanzig solcher Glasplatten in ein mit Leinöl gefülltes Gefäß gestellt wurden. Die Kapazität eines derartigen Kondensatorelementes betrug ca. 45 000 cm. Die elektrischen Verluste waren c. p. bei dieser Kondensatortype (Akkumulatorform) erheblich reduziert, ein Überschlagen war erschwert oder wenigstens unschädlich gemacht und es war eine gewisse Variabilität erzielt. Der Hauptvorteil dieser von Marconi benutzten Anordnung bestand aber nicht in der geschaffenen Konstruktion, welche z. B. das Kriechen der Elektrizitätsmenge von Platte zu Platte nicht vermieden hatte, sondern vielmehr in der Anwendung der richtigen spezifischen Belastung des Kondensators. Während nämlich die zu gleicher Zeit konkurrierenden drahtlosen Gesellschaften ihre Kondensatoren so stark belasteten, daß das sog. „Sprühen" eintrat, wurde die spezifische Belastung der Ölplattenkondensatoren von der Marconigesellschaft so bemessen, daß jede Sprüh- oder stille Entladung ausgeschlossen war. Dies

brachte u. a. den Vorteil der geringeren Dämpfung des Erregerschwingungskreises mit sich, und die bei gleichem Energieaufwande und Masten erzielten größeren Reichweiten der Stationen. Ob die Marconigesellschaft an dieser Type auch neuerdings festgehalten hat, ist nicht bekannt geworden.

Einen etwas anderen Weg, um die Nachteile der einfachen Leidener-Flasche zu verringern, beschritt die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. Prof. Braun und Siemens & Halske. Mittels vier Hartgummisäulen wurden zwei Metallplatten, welche eine größere Anzahl Löcher bzw. koaxiale Stifte besaßen, miteinander verbunden. In den kreisförmigen Löchern steckten elastische Metallzylinder, in welche starkwandige Leidener-Flaschen von kleinem Durchmesser eingesetzt werdenkonnten. Die innere Belegung dieser Flaschen war an einen unten geschlitzten Metallstift geführt, der in Kontakt mit dem entsprechenden der koaxialen Stifte gebracht werden konnte. Sobald dieses geschehen war, war die betreffende Flasche eingeschaltet und die Kapazität des Systems der parallel geschalteten Flaschen war vergrößert. Beim Herausziehen der Flasche war die Kapazität um den entsprechenden Kapazitätsbetrag verkleinert. Diese Konstruktion, die wohl im wesentlichen von Koepsel herrührt, erlaubt eine stufenweise Kapazitätsveränderung.

Abweichend von diesen Konstruktionen ist ein Preßluftkondensator von der National Electric Signaling Co, der von Fessenden herrührt.

Bei diesem Kondensator, der sich insbesondere für hohe Spannungen und große Energiemengen eignet, wird als Dielektrum zwischen den Platten oder Belegungen nicht Öl, Glas, Harz, Wachs oder dgl., sondern Luft, Gas oder Gasgemenge von solchem Druck benutzt, daß Energieverluste vermieden werden und ein Überschlagen oder Durchschlagen ausgeschlossen ist. Es werden zu diesem Zweck die den Kondensator bildenden Platten, Stützen, Zuleitungen usw. in einen luftdichten Behälter eingeschlossen, der Zuleitungshähne, Manometer usw. enthält. Der Topf wird nun mit Preßluft oder Preßgas gefüllt. Es zeigte sich, daß bei einem Druck von 12 Atmosphären und einem Plattenabstand von 2 mm kein merklicher Energieverlust bis zu einem Potential von 28000 Volt auftrat.

An Stelle der ebenen Platten hat Fessenden noch anders gestaltete Kondensatorplatten angegeben. Bei keiner seiner Konstruktionen ist jedoch die Kapazität veränderlich. Es kann eine Variation nur dadurch bewirkt werden, daß mehrere Kondensatorelemente parallel geschaltet werden.

Von den neuerdings ausgeführten, stufenweise variablen Konden-

satoren sind die Konstruktionen von der Amalgamated-Radio Telegraph Co (Rosenthal) bemerkenswert. Bei diesen sind feste Plattensätze in verschieden großen Gruppen an Kontakte eines Drehschalters geführt. Es können hierdurch mehr oder weniger Plattengruppen parallel geschaltet werden. Außer einigen anderen Nachteilen tritt hierbei ein leichtes Kriechen der Funkenspannung auf. Einen Stufenkondensator, der mit einem weiter unten zu beschreibenden allmählich variablen Kondensator zusammengebaut ist, gibt Fig. 1 wieder. Die Schaltung erfolgt mittels eines Kontaktgriffes.



Fig. 1.

Der Wunsch, die Kapazität des Kondensators nicht nur stufenweise, sondern auch allmählich zu verändern, führte zuerst Tesla auf die Herstellung von Schiebekondensatoren, die viereckige ebene ineinander verschiebbare Platten besitzen und später Koepsel zur Konstruktion der Drehplattenkondensatoren, welche so vorzügliche Eigenschaften besitzen, daß sie mit der Zeit ihres Aufkommens (Winter 1901/02) sich einer immer gesteigerten Beliebtheit, wenigstens in Europa, erfreuen. Anfangs im wesentlichen für Empfangssysteme bestimmt wird heute der Drehplattenkondensator bei ungedämpften Schwingungen auch mit Vorteil für Erregerkreise angewendet.

Der Koepselsche Drehplattenkondensator beruht auf dem Thomsonschen Multizellularvoltmeter (Fig. 2). Dieses besteht aus

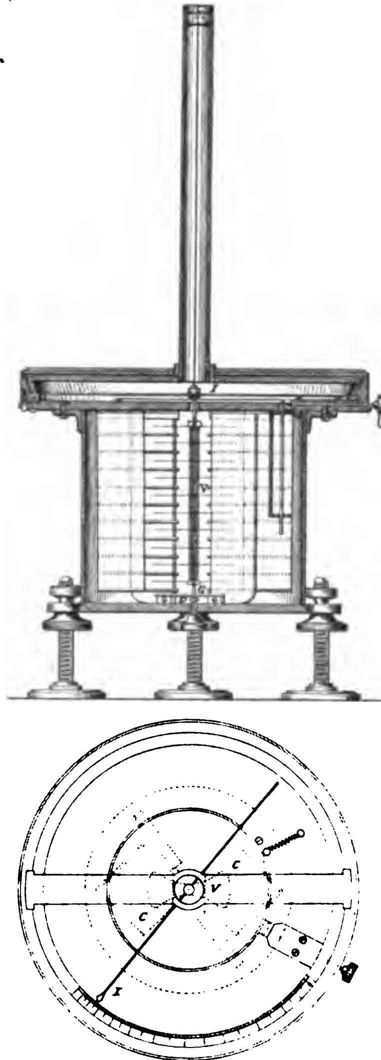


Fig. 2.

einem an einem Faden aufgehängten beweglichen Satze dünner Metallplättchen, welche sich mit Zwischenraum ineinander verschieben können,

und zwar sucht sich bei Ladung die Kapazität des Voltmeters auszugleichen, und es drehen sich die Platten um so mehr ineinander, je größer die Spannung ist.

Dieses hier angewendete Konstruktionsprinzip wurde von Koepsel in der Weise bei der Ausführung des Drehplattenkondensators verwendet, daß er, ähnlich wie beim Multizellularvoltmeter, einen festen und einen beweglichen Plattensatz benutzte.

Eine der ersten Ausführungsformen des auf dieser Basis konstruierten Kondensators zeigt Fig. 3. Die Ausführung des Kondensators stammt aus dem Winter 1901/02.



Fig. 3.

Ein zylindrisches Glasgefäß ist oben durch einen Holzring und eine Hartgummidecke verschlossen, wobei der Holzring den äußeren umgebogenen Rand des Glasgefäßes umfaßt und zur Befestigung und Abdichtung dient. Auf der Hartgummiplatte sitzen Klemmschrauben, die Füllöffnung, die Skala und der Handgriff mit Zeiger, welcher mit den beweglichen Plattensätzen verbunden ist. Außerdem ist an der Hartgummiplatte der feste Plattensatz montiert. Die Ausführung zeigte halbkreisförmige Platten und einen Plattenabstand von 4 mm.

Wenn auch dieser Kondensator insbesondere in neuerer Zeit konstruktive und zum Teil auch wichtige Verbesserungen erfahren hat, so ist dennoch an dem Wesen der ersten Ausführungsform des Koepselschen Kondensators nichts geändert worden.

Schon von Anfang an wurde diese Kondensatorkonstruktion auch

für Empfangssysteme mit Erfolg angewendet, wobei selbstverständlich der Plattenabstand und die Dimensionen der Platten wesentlich geringer als bei Sendekondensatoren bemessen werden konnte, da die hierbei in Betracht kommenden Energiemengen und Spannungen wesentlich geringer sind als bei Erregern.

Fig. 4 gibt einen für Empfangskreise geeigneten Drehplattenkondensator wieder, welcher in der Hauptsache dieselben Konstruktionselemente besitzt, wie der oben beschriebene Koepselsche Kondensator. Der Kapazitätsbereich dieses von der C. Lorenz Aktiengesellschaft vertriebenen Kondensators (Type C.K. 25,1) liegt etwa zwischen 100 cm



Fig. 4.

bei 0^0 der Skala und 2200 cm bei 180^0. Diese Werte gelten, wenn der Kondensator mit Luft arbeitet. Soll er eine größere Kapazität und höhere Durchschlagsfähigkeit erhalten, ist es möglich, ihn mit Öl zu füllen und es tritt alsdann entsprechend der Dielektrizitätskonstante des zur Verwendung gelangten Füllmaterials eine Erhöhung der Kapazität ein.

Besondere Rücksicht sowohl auf die Abdichtung der Achse der beweglichen Platten, wie auch der anderen aus dem Kondensatorgefäß herausragenden Teile, als auch auf eine durchaus feste Verbindung der Platten genommen, um hierdurch konstante Betriebseigenschaften und eine möglichst geringe zeitliche Veränderung der Kapazität des Kondensators herbeizuführen.

Das Drehplattenprinzip ist in verschiedenster Weise abgeändert

worden und sowohl für ganz kleine Kondensatoren, deren Plattendurchmesser etwa 2 cm, als auch für ganz große Kondensatoren bis zu 60 cm und darüber Plattendurchmesser angewendet wurden.

So zeigt z. B. Fig. 5 eine sehr kleine Ausführungsform des sogenannten Detektorkondensators, bei welchem ein viereckiges Metall-



Fig. 5.

gehäuse, welches durch einen Hartgummideckel oben verschlossen ist, die festen und drehbaren Platten umschließt. Der Hartgummideckel trägt die festen und beweglichen Platten, Skala und Handgriff mit Zeiger. Die Durchschlagsspannung dieses Kondensators ist selbstverständlich nur eine geringe, hingegen seine Unterbringung wegen der geringen Raumbeanspruchung eine überaus bequeme.

Das Beispiel eines sehr großen Drehkondensators gibt Fig. 6 S. 100 wieder, welche mit dem Thomsonschen Multizellularvoltmeter kaum noch etwas gemeinsam zu haben scheint.

Es waren bei der Ausbildung dieser großen Drehplattenkondensatoren besondere technische Schwierigkeiten zu überwinden, weil trotz Verwendung leichten Materials für die festen und beweglichen Platten die Gewichte des Kondensators und der anderen Konstruktionsteile so große wurden, daß ein Abschluß des Kondensators oben und unten in Hartgummi oder Holz von vornherein ausgeschlossen war; vielmehr mußten hierfür, da der Kondensator leicht und für den technischen Betrieb brauchbar sein mußte, aus Leichtmetall hergestellte Metallplatten benutzt werden, die jedoch Isolationsschwierigkeiten zur Folge hatten. Auch die Leichtbeweglichkeit des drehbaren Plattensatzes war erst zu überwinden, nachdem die Drehplattenachse oben und unten in Kugellagern geführt wurde. Auch die Abdichtung führte zu besonders ausgebildeten Konstruktionen, da bei dem großen Platten- und Deckelgewicht auf Spannungen im Glasgefäße Rücksicht zu nehmen war.

Einen im Wesentlichen nach Angaben von Hahnemann hergestellten, von der C. Lorenz Aktiengesellschaft ausgeführten Kon-

densator stellt Fig. 6 dar. Die Kapazität ist variabel zwischen 500 cm und 5500 cm. Zwischen der oberen und unteren Metallplatte, die durch Stehbolzen gegeneinander versteift sind, befindet sich das Glasgefäß, das die festen und drehbaren Platten umgibt. Die Kontrolle des Kondensators ist hierdurch in höherem Maße gewahrt, da stets eventuelle Funken- oder Lichtbogenübergänge zwischen den Platten wahrgenommen werden können. Die Welle der drehbaren

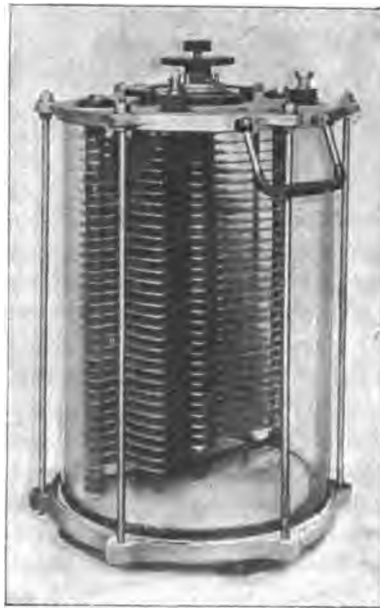


Fig. 6.

Platten ist oben in einem Lager mit Labyrinthdichtung (siehe Fig. 7), unten in einem Spurlager (siehe Fig. 8) geführt. Letzteres ist so ausgebildet, daß in einem unter Zwischenschaltung von Isolatoren traversenartig ausgebildeten Metall-T-Stück ein isoliertes Lager angeordnet ist, wobei durch diese Konstruktion sowohl eine Versteifung und eine Verhinderung des Lockerwerdens der festen Platten bewirkt wird und andererseits eine zweckmäßige Lagerung und Führung der beweglichen Platten erzielt wird. Bemerkenswert ist noch die Feststellvorrichtung der beweglichen Platten, die mittels eines Konus be-

wirkt wird (siehe Fig. 7). Zum Schutze gegen Stöße wird um das Kondensatorglasgefäß im Blechmantel gelegt.

Einen Kondensator für besondere Zwecke, nämlich um die Kapazität des Luftleiters zu verändern, gibt Fig. 9 S. 102 wieder. Hierbei sind die

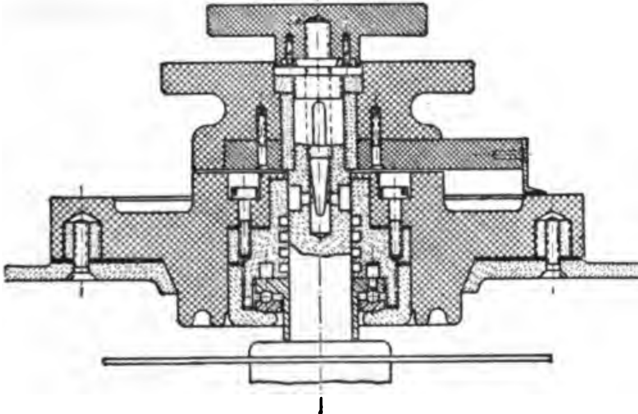


Fig. 7.

festen und beweglichen Platten des Kondensators in verschiedene Gruppen geschaltet und werden durch eine einfache vorn in der Figur sichtbare Schaltvorrichtung betätigt. Die Anordnung ist folgende: Die festen halbkreisförmig gestalteten Platten sind an senkrecht montierten,

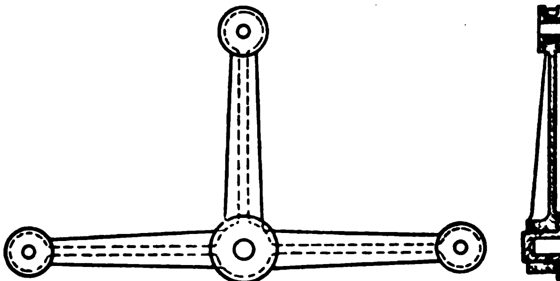


Fig. 8.

in der Mitte durch Hartgummistücke unterteilten Metalleitern befestigt; die drehbaren, ebenfalls halbkreisförmig gestalteten Platten sitzen an einer nicht unterteilten Welle, die oberhalb des Hartgummistückdeckels einen eine von 0° von 180° geteilte Skala durchstreichenden Zeiger,

einen Knopf mit Feststellvorrichtung und eine noch zu beschreibende gleichfalls auf dem Deckel montierte Schaltvorrichtung trägt. Letztere besteht aus einer in Lagern drehbaren Hartgummiwalze, welche mittels eines in Fig. 9 dargestellten sichtbaren nach unten gerichteten Handgriffs bewegt werden kann. Auf der Walze und teils durch diese hindurchgeführt sind Kontaktkörper, welche mit entsprechenden auf



Fig. 9.

dem Deckel angeordneten Kontaktstücken durch Aufwärts- bzw. Abwärtsbewegung des Hebels in Kontakt gebracht werden können. Außerdem ist auf der Mitte der Schaltwalze eine Kniehebelübertragung angebracht, die zur Schaltung und Arretierung dient, indem bei Aufwärtsbewegung des Handgriffes der Kniehebel und damit das in der Gleitbahn angeordnete Kontaktstück in der Richtung auf den Knopf zu bewegt wird und hierdurch die Drehbewegung begrenzt. Die Schaltung der festen und beweglichen Platten ist derart, daß in der dargestellten Lage die beiden festen Plattengruppen über die beweglichen in Serie geschaltet sind, d. h. daß bei verkleinerter Kapazität

die Durchschlagsspannung groß ist. Wird nunmehr der Handgriff nach oben bewegt, so werden die festen Platten parallel geschaltet und die Durchschlagsspannung sinkt bei Vergrößerung der Kapazität etwa auf den halben Wert. Hierbei wird auch der in der Mitte der Walze montierte Kniehebel mit der Kontaktvorrichtung betätigt, die so eingerichtet ist, daß die Drehbewegung der beweglichen Platten nur bis zu einer gewissen Stellung erfolgen kann, welche der kleinsten zulässigen Kapazität entspricht.

Da trotz Verwendung leichten Materials für Herstellung der Platten dennoch die an der Achse einseitig befestigten Platten insbesondere dann, wenn man den Kondensatoren eine geneigte Richtung gibt, ihre gegenseitige Lage verändern, was besondere Feststellvorrichtungen erfordert, hat Scheller eine Konstruktion vorgeschlagen, bei welcher die Platten auf der Achse nicht einseitig, sondern um 180° gegeneinander befestigt werden und sich auf diese Weise von selbst ausbalancieren. Die festen Platten sind entsprechend angeordnet. Ein derartiger Kondensator besitzt die Annehmlichkeit, daß es ohne besondere Feststellvorrichtung möglich ist, auch bei geneigter oder senkrechter Anordnung jeden beliebigen Kapazitätswert, welcher im Bereiche des Kondensators liegt, dauernd einzustellen.

Abgesehen von den bisherigen Ausführungsformen der kontinuierlich veränderlichen Kondensatoren, welche auf dem Koepselschen Prinzip beruhen, sind noch einige andere Ausführungsformen der allmählich veränderlichen Kondensatoren bekannt geworden.

Außer dem schon oben erwähnten Plattenkondensator von Tesla, bei welchem die ebenen viereckig gestalteten Platten ineinander geschoben werden, hat Tesla noch einen anderen allmählich veränderlichen Kondensator benutzt, bei welchem sich zwei kreisförmige Platten in einem Ölbade gegenüberstanden und bei denen der gegenseitige Abstand der Platten und damit die Kapazität innerhalb kleiner Grenzen verändert werden konnte. Dieser Kondensator ist in Deutschland im Laboratorium schon seit langem in Benutzung. Seine erste Ausführungsform dürfte von Kohlrausch herrühren.

Wenn man sich die ebenen Platten des erstgenannten Teslaschen Kondensators zylinderisch aufgerollt denkt und den Zylindern verschiedene Durchmesser gibt, erhält man einen Kondensator, welcher früher von der Marconi-Gesellschaft unter dem Namen Teleskopkondensator häufig angewendet wurde. Auch das von der Marconi-Gesellschaft vertriebene Flemingsche Zymometer zeigt als variable Kapazität derartige Teleskopkondensatoren.

Rollt man hingegen die Platten des Tesla-Kondensators nicht zylinderisch, sondern konisch auf, so ergibt sich eine Kondensatorform, welche von Fleming angegeben wurde (Fig. 10) und bei welcher die Ka-



Fig. 10.

pazitätsveränderung durch Hineinschieben oder Herausschieben des einen der beiden Konusse in einfacher Weise bewirkt wird. Abgesehen von der geringen Kapazitätsveränderung, welche mit derartigen Kondensatoren möglich ist, zeigen diese wegen der ungünstigen Spannungsverteilung ein sehr leichtes Durchschlagen, so daß der Zwischenraum zwischen den beiden Konusflächen verhältnismäßig groß gehalten werden muß.

Neuerdings hat Boas eine andere Möglichkeit der Kapazitätsveränderung dadurch herbeigeführt, daß er halbe Kreiszylinder von entsprechendem Durchmesser ineinander verschiebt, ähnlich wie dies beim Koepselschen Kondensator der Fall ist. Eine seiner Konstruktionen ist in Fig. 11 zum Ausdruck gebracht. Das mit einem Schutzblech umkleidete Glasgefäß enthält den festen und drehbaren Zylinderplattensatz. Letzterer ist mit Handgriff und Ablesungsskala versehen.

Ein Nachteil dieser Ausführungsform gegenüber dem Koepselschen Kondensator besteht darin, daß man von außen nicht erkennen kann, ob Entladungen im Innern des Kondensators vor sich gehen. Allerdings besteht die Möglichkeit, durch Anwendung einer durchsichtigen Deckplatte diesen Nachteil, wenigstens teilweise, abzustellen.

Abgesehen von diesen stufenweise oder allmählich veränderlichen Kondensatoren werden in der drahtlosen Telegraphie Kapazitäten gebraucht, welche veränderlich sein können und die entweder große Spannungen auszuhalten haben oder aber welche große Kapazität z. B. für Blockierungszwecke besitzen müssen. Um große Spannungen auszuhalten, ohne daß schädliche Verluste auftreten, hat die Gesellschaft

für drahtlose Telegraphie Leidener-Flaschen so beklebt, daß die eine Belegung kürzer als die andere Belegung ausgeführt war und wobei die kürzere Belegung mit einem flüssigen Isolator wie z. B. Öl umgeben wurde. Auch mehrere derartige Flaschen, welche entsprechend kürzere oder längere Belegungen hatten, sollten ineinander gestellt benutzt werden. Es wurden alsdann durch das Öl die statischen Aus-



Fig. 11.

strahlungen der Flasche zum größten Teil unterdrückt und die Dämpfung der Flaschen herabgesetzt.

Es stellte sich jedoch heraus, daß die Beanspruchung des Glases hierbei eine zu große wird und daß ein leichtes Durchschlagen der Flasche zwischen der kürzeren und längeren Belegung erfolgt. Man ist daher von dieser Anordnung wieder abgegangen und benutzt jetzt den schon seit langem von Marconi angewendeten Kunstgriff, die spezifische Beanspruchung der Flaschen herabzusetzen. Gebraucht werden zu diesem Zweck Leidener-Flaschen von etwa 140 cm Länge und 10,5 cm äußerem Durchmesser, welche bis auf 15 cm bis zum oberen Rande auf beiden Seiten gleich hoch mit Stanniol beklebt und

zweckmäßig aus englischem Flintglas hergestellt sind. Die Kapazität einer derartigen Flasche beträgt bei den angegebenen Dimensionen rund 10000 cm. Schaltet man zwei derartige Flaschen (Fig. 12) in Serie, so erhält man eine sehr wenig dämpfende, gegen Durchschläge genügend widerstandsfähige Kapazität.

Die spezifische Beanspruchung des Glases hat Moscicki dazu geführt, die am stärksten beanspruchte Stelle des Dielektrikums, nämlich



Fig. 12.

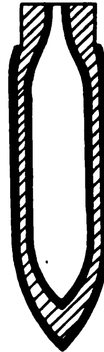


Fig. 13.

dort, wo die Belegungen aufhören, am kräftigsten zu bemessen. Voraussetzung für eine günstige Wirkungsweise ist hierbei allerdings, daß das Material an dieser kräftigsten Stelle homogen ist. Fig. 13 gibt eine von Moscicki vorgeschlagene Ausführung wieder, wobei die Belegungen durch Versilberung oder Verkupferung des Glases hergestellt sind. Derartige Flaschen besitzen u. a. den Vorteil, daß sie bequem ausgewechselt werden können und daß man leicht größere Flaschenbatterien zusammenstellen kann. Erwähnenswert von denjenigen Konstruktionen, welche zur Herstellung großer Kapazitäten dienen sollen

und auch, wenigstens zum Teil, große Funkenlängen vertragen, sind zwei Kondensatortypen, nämlich der Grissonkondensator und der Rochefortsche Plattenkondensator. Bei dem ersteren ist die die Belegungen bildende kreisförmig zugeschnittene Metallfolie in eine vermutlich aus Wachs und Kolophonium bestehende Masse eingegossen. Die Belegungsenden ragen heraus und es ist, wenn man mehrere derartige Kondensatorelemente übereinander schichtet, möglich, eine ziemlich große Kapazität zu erhalten. Der Kondensator von Rochefort ist ähnlich konstruiert. Es wird jedoch als Isolationsmaterial kein halbfester Isolator, sondern Opaleszenzglas verwendet. Die die Belegungen bildenden Platten sind perforiert oder aus Drahtgitter hergestellt und allseitig von Glas umgeben. Der Aufbau erfolgt hierbei ähnlich wie beim Grissonkondensator.

Um große Kondensatoren geringer Durchschlagsfähigkeit herzustellen, wird der schon früher benutzte Blockierungskondensator benutzt, jedoch wird zweckmäßig an Stelle des früher benutzten paraffinierten Papiers, welches selten ganz säurefrei ist und daher Hochfrequenzströme leiten kann, Glimmer, Mikanit oder dünnes Glas, am besten Flintglas, benutzt. Da die in der Drahttelephonie gebräuchlichen Papierkondensatoren außerdem für die meisten drahtlosen Zwecke ungeeignet sind, da sie zu große Durchschlagsfestigkeit besitzen, hat die C. Lorenz Aktiengesellschaft Ausführungsformen geschaffen, von welchen Fig. 14 ein Bild gibt. Diese haben, abgesehen von der höheren

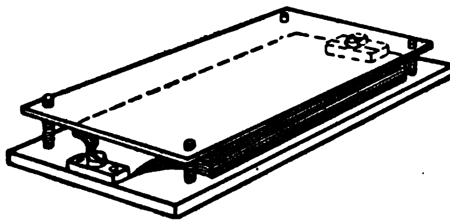


Fig. 14.

Durchschlagsspannung, welche etwa 1000 bis 1500 Volt beträgt und außer ihrer Kleinheit noch den weiteren Vorteil, daß sie in ihrer Kapazität bequem abgeglichen werden können.

Wie aus Fig. 14 hervorgeht, sind auf einer Hartgummigrundplatte die Stanniolbelegungen mit Zwischenlagen aus sehr fein gespaltenem Glimmer aufgebracht. Die Stanniolbelegungen sind so gestaltet, daß die herausragenden Enden der einen parallel geschalteten Stanniol-

belegung nach der einen Seite, die der anderen Serie nach der anderen Seite gerichtet sind. Die herausgeführten Zipfel sind unter Kontaktstücke, die mittels Schrauben auf die Hartgummigrundplatte aufgeschraubt sind, geklemmt. Die Belegungen und Isolationsblätter werden auf die Hartgummiplatte durch eine obere Metalldeckplatte und Schrauben fest aufgepreßt, wobei die Konstruktion so getroffen ist, daß die seitlichen Schrauben frei an den Stanniolblättern vorbeigehen.

Die Kleinheit der Dimensionen bei der Größe der elektrischen Kapazität geht aus folgenden Zahlen hervor:

10000	cm	Kapazität	bei	26 x 54 x 8 mm
20000	„	„	„	26 x 54 x 8,5 „
50000	„	„	„	26 x 54 x 9 „
100000	„	„	„	26 x 54 x 11 „
150000	„	„	„	26 x 54 x 12,5 „
200000	„	„	„	26 x 54 x 14 „

Bei Verwendung von Glimmer als Isolationsmaterial können die Dauerwechselspannungen etwa 7000 Volt betragen.

Handelt es sich darum, daß größere Energiemengen und Spannungen von einem derartigen Kondensator aufgenommen werden sollen, so werden zweckmäßig an Stelle des Glimmers dünne Glasplatten, insbesondere Flintglasplatten benutzt, wobei sich die Dimensionen des Kondensators allerdings wesentlich vergrößern.

Es gelingt ohne weiteres auch mit derartigen Kondensatoren eine stufenweise Variabilität herbeizuführen und es werden alsdann die Kondensatoren, welche möglichst verschiedene Kapazitätswerte besitzen sollen, in einen Kasten eingeschlossen und die einzelnen Belegungen der Kondensatoren an auf dem Kastendeckel angebrachte Schaltleisten geführt, wobei durch Stöpselung oder Drehschalter jeder beliebige Kapazitätsbetrag, welcher den einzelnen in dem Kasten eingeschlossenen Kondensatoren oder ihrer Serien- oder Parallelschaltung entspricht, abgeschaltet werden kann.

(Fortsetzung folgt.)

(Eingesandt 1. September 1908.)

Barrettermessungen und einige Barrettererscheinungen.

Von **Béla Gáti.**

Zum Messen der ankommenden Hochfrequenzströme sind sozusagen nur die Thermoelemente und die Bolometer in der Praxis angewandt. Unbedingt wären die Thermoelemente in der Handhabung manchmal bequemer, speziell aber wenn man das Spiegelgalvanometer vermeiden könnte; es sind aber Fälle, wo die Bolometer- und Barretterverfahren einfacher und empfindlicher ausfallen. Jene Instrumente nämlich, welche auf i^2 reagieren, haben immer eine enge Skale. Duddels neuester Thermoammeter (Zeigerinstrument mit Thermoelement) zeigt bei 10 Milliampères 160 mm Ausschlag; infolge des quadratischen Gesetzes zeigt dieses Instrument auf 1 Milliampère nur 1,6°. Die Verhältnisse sind ähnlich auch bei den Barrettermeßapparaten. Der Barretter mit 0,002 mm Platinkern hat bei einem 60 Ohm Wider-

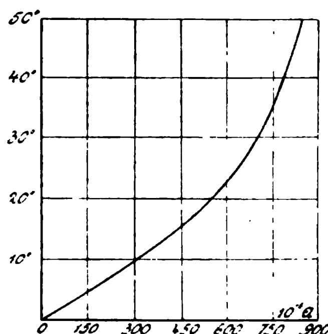


Fig. 1.

stand Gleichstromzeigergalvanometer dieselbe Aichkurve, wie Fig. 1 zeigt (Grundstrom 20 Milliampère).

Bei einer scharfen Resonanzkurve kann man also entweder die Höchstwerte oder die Anfangswerte nicht genau feststellen. Speziell aber, wenn die Differenzen in Maximalwerten oder in Anfangswerten nur einige Prozente ausmachen, ist die genaue Bestimmung dieser Werte immer unmöglich. Bei Thermoelementen könnte man eventuell nur mit Kompensation die Schwierigkeit überwinden. Zu diesem Zweck wäre aber das Thermoelement viel zu kompliziert und darum

sind in diesen Fällen die Barrettersätze vorzuziehen, bei welchen eine leicht einstellbare Kompensation sowieso vorhanden ist.

Fig. 2 zeigt die Schaltung des Barrettermeßsatzes (D. R. P. 188 820). Wenn kein Hochfrequenzstrom durch den linken Barretter geht, dann

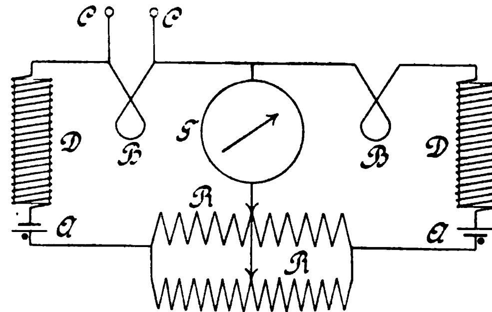


Fig. 2.

sind die Widerstände so eingestellt, daß das Zeigergalvanometer keinen Ausschlag gibt. Geht ein Hochfrequenzstrom durch den linken Barretter, so wächst der Widerstand des Barretters; die Kompensation ist zerstört und das Galvanometer gibt einen Ausschlag, welcher der Stromstärke des Hochfrequenzstromes proportional ist. Die Ausschläge wachsen bei Vergrößerung des Hochfrequenzstromes zu schnell an und der Zeiger tritt aus der Skala hinaus. Schaltet man aus dem linken Stromkreise Widerstände aus, so kann man den Zeiger wieder auf die Skala zurückbringen. Dies kann man wiederholt tun, so daß man bei einer Skalenteilung bis 50^0 solche Ausschläge noch genau ablesen kann, welche 2000—10000 Skalenteilen entsprechen. Es ist also möglich 2010^0 ebenso genau zuzumessen wie 10^0. Bei Shuntierung des Galvanometers wäre natürlich 2000^0 von 2010^0 nur sehr schwer zu unterscheiden. Bei diesem unterdrückten Nullpunkt muß man die Aichkurve auch entsprechend aufnehmen.

Mit Unterdrückung des Nullpunktes kann man solche Meßresultate erreichen, welche sonst unmöglich wären. Bei Telephonfrequenzströmen kann man noch die Resonanzstromstärke auf 10×10^{-6} Microfarad noch genau regulieren; auf solche Weise ist es möglich geworden, die Kapazitäten und die dielektrischen Verluste viel genauer zu messen wie bei dem Telephonverfahren. Bei drahtloser Telegraphie kann man die Wirkung der zwischenliegenden Objekte studieren. Diesbezügliche

qualitative Versuche stammen von O. Meara, jedoch wären auch quantitative Versuche wünschenswert.

Die Aichung bei unterdrücktem Nullpunkte vollende ich gewöhnlich mittels Dynamometer, welches vorher mit Gleichstrom geeicht wird. Kennt man die Stromstärke des Hochfrequenzstromes, welcher das in Reihe geschaltete Dynamometer und Barretter durchfließt, und notiert man die Ausschläge des Barretterzeigergalvanometers, so kann die bei den Telephonfrequenzen aufgenommene Aichkurve auch für drahtlose Telegraphiefrequenzen gültig angesehen werden, wenn nur die Drosselspulen bei Barrettern nicht zu klein sind. Es ist jedoch auch möglich, ohne Dynamometer den Barretter für drahtlose Frequenzen zu aichen. Das Verfahren ist zwar nicht sehr einfach, aber dafür verläßlich. Es müssen früher die Kurven aufgenommen werden, welche den Zusammenhang zwischen den Barretterwiderständen und Stromstärken darstellen.

Fig. 3 bezieht sich auf Kohlenbarretter, Fig. 4 auf 2μ Platinbarretter in Luft, Fig. 5 auf 2μ Platinbarretter in Öl. Die Kurven

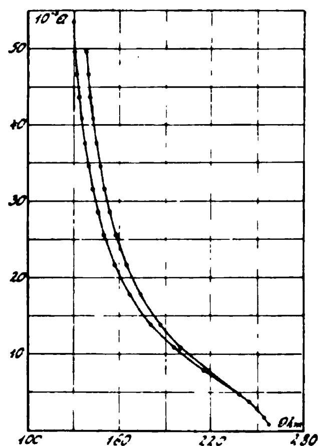


Fig. 3.

zeigen, daß die Kohlenbarretter unempfindlicher sind. Die Vergrößerung des Widerstandes wächst mit der Stromstärke rapid, darum ist es zweckmäßig, so hohe Grundstromstärken wie möglich anzuwenden. Im Vakuum brennen die Barretter sehr schnell durch und habe ich bisher keinen Barretter im Vakuum für tragbare Meßsätze angewandt. Wenn man durch die Stromvergrößerung hervorgerufene Widerstands-

zunahme kennt, dann schaltet man in den linken Stromkreis diese Widerstände aus irgend einem Präzisionswiderstandskasten ein und notiert die Ausschläge des Barretterzeigergalvanometers. Auf diese Weise bekommt man den Zusammenhang zwischen den Widerstandszunahmen

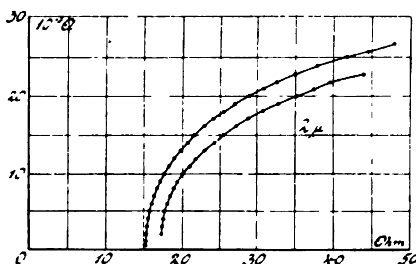
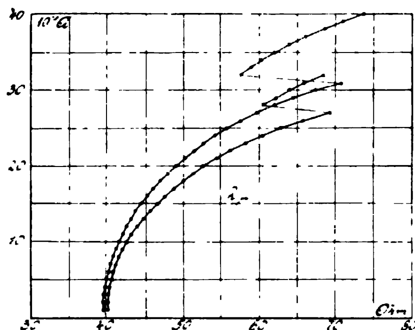


Fig. 4.

und den Galvanometerausschlägen; statt der Widerstandszunahmen zeichnet man aber in die Aichkurve die diesen Widerstandszunahmen entsprechenden Stromstärkevergrößerungen ein. Es wäre wünschenswert, wenn dieses zwar nicht einfache Verfahren Anwendung finden könnte. Viele Forscher geben die Stromwerte nur in Galvanometer-


Fig. 5.

ausschlägen an, was aber den Vergleich verschiedener Arbeiten ganz unmöglich macht.

In Fig. 5 sieht man einige Kurvenpunkte, welche auffallend sind. Die Erscheinung, daß die Barretterwiderstände manchmal mit der Stromvergrößerung sich verkleinern, kann man vielleicht durch die Ölströmungen erklären. Erhitzt sich die Flüssigkeit auf einen gewissen

Wärmegrad, so beginnt diese erwärmte Flüssigkeitsmenge sich zu bewegen, infolgedessen fließt zu dem Barretterfaden ein neuer Flüssigkeitstropfen, welcher noch viel kälter ist; der Barretterfaden wird daher gekühlt und so der Widerstand kleiner. Natürlich kann man durch entsprechende Anordnungen diese Widerstandsverkleinerungen ganz ausschließen, so daß die Ölbarretter auch für Meßzwecke anwendbar sind. Nach Versuchen brennt der 2μ Platinbarretter in Öl bei 104 Milliampères durch; bei konstruktiven Anordnungen ist es möglich, eine noch größere Durchbrennstromstärke zu erreichen. Bei dem Barretter, welcher bei 104 Milliampères ausbrennt, kann der Grundstrom noch 100 Milliampères sein; nachdem aber die Widerstandszunahmen in der Nähe des Ausbrennstromes sehr schnell sich ver-

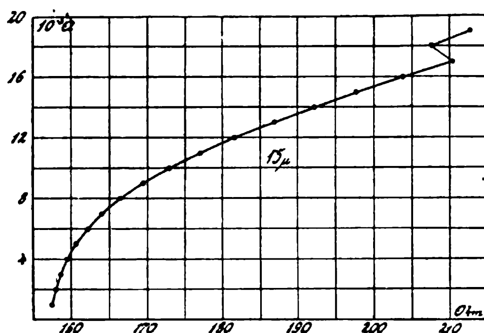


Fig. 6.

größern, ist der 2μ Ölbarretter bei 100 Max. Grundstrom 4—5 mal empfindlicher, wie derselbe Barretter in Luft bei 20 Max. Grundstrom. Mit der Vergrößerung des Grundstromes und der Verkleinerung des Widerstandes des Zeigergalvanometers kann man eine noch größere Empfindlichkeit erreichen; die Empfindlichkeit ist sozusagen unbegrenzt, obwohl es mir bisher noch nicht gelungen ist mit 2μ Barrettern einen Microampère Hochfrequenzstrom mittels Zeigergalvanometer (1^0 1 Microampère) zu messen. Die Gleichstromempfindlichkeit des Barrettergalvanometers ist also noch nicht kleiner als die Hochfrequenzstromempfindlichkeit. Mit 0,5, 1,0, $1{,}5\mu$ Barrettern sind die Versuche im Gange. Es ist sehr schwer, bei diesen dünnen Fäden gleichmäßige Durchmesser zu bekommen und ist der Widerstand bei denselben Längen daher auch verschieden. Für tragbare Sätze sind diese feineren Drähte noch nicht genug bequem. Bei Telephonmessungen an der

Linie bekommt man manchmal sehr starke fremde Ströme, die den feineren Faden leicht zugrunde richten. Dies ist auch der Fall bei den Antennen der drahtlosen Telegraphie.

Fig. 6 ist die Widerstandskurve eines 1,5 μ Platinbarretters in Öl, Fig. 7 dieselbe eines 1 μ Platinbarretters. Bei diesen Kurven sieht

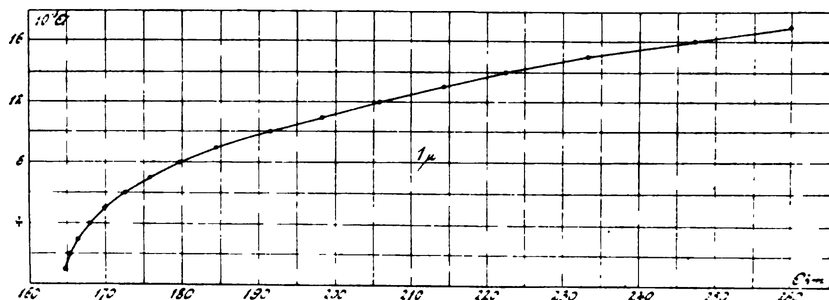


Fig. 7.

man auch keine Optimumpunkte. Herr E. K. F. Schmidt findet ein Optimum für Vakuumbarretter. Entweder gilt dies nur auf Vakuumbarretter oder ist es eine Eigenschaft der angewendeten Wheatstone-Brücke. Bei Kompensationsbrücken mit Barrettern in Luft habe ich bisher keinen Optimumpunkt gefunden. Ich habe aber eine ganz unerwartete Erscheinung gefunden, darum gebe ich hier eine kurze Beschreibung: Stellt man die Wheatstone-Brücke so ein, daß z. B. die Stromstärke im Barretterzweige der Brücke 3 Milliampères ist, und reguliert die Widerstände so, daß das Galvanometer keinen Ausschlag gibt, dann bekommt man die folgende Erscheinung: Wenn man durch Ausschalten einiger Widerstände im Batteriezweige den Strom im Batteriezweige größer macht, dann hat das Galvanometer die folgenden Ausschläge nach nebenstehender Zahlentafel S. 115.

Wenn man die komplizierten Verhältnisse bei einer Wheatstone-Brücke, wo der Galvanometerzweig auch strombelastet ist, ins Auge faßt, ist die Erscheinung nicht so auffallend. Es ist nicht möglich, bei jeder Stromstärke oder Widerstand die Erscheinung vorzubringen, darum kann man nicht beurteilen, ob die Erscheinung ähnlich wie bei den Ölbarrettern gefundene, oder eine Eigenschaft der Wheatstone-Brücke sei. Jedenfalls ist es empfohlen, die Wheatstone-Brückenschaltung ganz wegzulassen und die einfachere und empfindlichere Kompensationsschaltung anzuwenden.

Zahlentafel.

Stromstärke in Milliampère	Ausschlag des Galvanometers links	Ausschlag des Galvanometers rechts
5,5	24	—
6	25,5	—
6,5	27	—
7	28,5	—
7,8	29	—
8,5	29,5	—
9,4	29	—
10,3	26,5	—
11,6	21	—
13	13	—
14	0	0
14,1	—	3
16	—	30
17,8	—	73

(Eingesandt 12. Juli 1908.)

Detektoren.

Über Detektoren für elektrische Schwingungen, basierend auf den thermoelektrischen Erscheinungen.

Von C. Tissot.

Bei Versuchen, selbsttätig dekohärierende Detektoren herzustellen, basierend auf dem Kontakt von zwei festen Körpern und geeignet für Telephonempfänger bei großen Entfernungen, ist unsere Aufmerksamkeit zufällig auf die besonderen Eigenschaften gelenkt worden, welche der Kontakt eines Metalles mit Kupferkies besitzt.

Benutzt man einen solchen Kontakt in einem Resonator, der mit der Empfangsantenne gekoppelt ist, so konstatiert man, daß die Zeichen aufgenommen werden können ohne Anwendung einer Hilfs-E.M.K. Diese Tatsache, daß der Detektor ohne besondere Elektrizitätsquelle

funktioniert, schließt es aus, daß dabei eine Widerstandsänderung eine Rolle spielt, dagegen könnte diese Erscheinung durch die sogenannte Ventilwirkung erklärt werden, wie bei einem Voltameter mit ungleichen Elektroden (elektrolytischer Detektor), das gleichfalls ohne zusätzliche elektromotorische Kraft dem gleichen Zwecke dienen kann.

Man weiß, daß bei dem elektrolytischen Detektor eine Depolarisation an der Anode stattfindet, welche Tatsache man interpretieren kann, wenn man berücksichtigt, daß ein Wechselstrom, der auf eine polarisierbare Elektrode einwirkt, Veranlassung geben muß zu einem unsymmetrischen Effekt, aus dem das Entstehen eines Gleichstromes resultiert, und der den Anschein erweckt, als habe man es mit einer Erscheinung wie bei einem unvollkommenen Kontakt oder mit einer Kohärerwirkung zu tun. In der Tat untersteht unter dem Einfluß eines Wechselstromes die Ionenkonzentration periodischen Veränderungen in der Nachbarschaft der kleinen Elektrode, und die Relation von Nernst, wo die elektromotorische Kraft der Polarisation an die Konzentration veränderlich nach einer logarithmischen Funktion gebunden ist, zeigt auch, wie die Unsymmetrie zustande kommen kann.

Die Erzeugung eines solchen Effektes im Kontakt fester Körper würde die Intervention eines neuen Phänomens voraussetzen müssen, dessen Existenz a priori wenig wahrscheinlich ist.

Wir haben deshalb gesucht, diesen Effekt auf Grund bekannter Erscheinungen zu interpretieren.

Wenn man den Kontakt: Kupfermetallspitze—Kupferkies in Verbindung mit einem empfindlichen Galvanometer (aber ohne Element) in eine abgestimmte Empfangsantenne schaltet, so beobachtet man einen Galvanometerausschlag, sobald die Antenne von elektrischen Wellen getroffen wird. Es entsteht also in dem Kontakt eine elektromotorische Kraft unter der Einwirkung der Schwingungen. Das Experiment zeigt übrigens, daß die Richtung des Galvanometerausschlages, d. h. das Vorzeichen dieser elektromotorischen Kraft, unabhängig ist von der Schaltungsrichtung dieses Kontaktes zwischen Antenne und Erde.

Die einfachste Annahme wäre die, daß diese elektromotorische Kraft thermoelektrischen Ursprunges ist.

Der Versuch zeigt in der Tat, daß man für den Detektor zwei beliebige Körper auswählen kann, vorausgesetzt, daß sie genügend weit in der thermoelektrischen Reihe voneinander abstehen.

Will man möglichst viel Vorteil aus dieser thermoelektrischen Wirkung an der Kontaktstelle ziehen, so muß man ihre Oberfläche nach Möglichkeit reduzieren, um die wirksame Energie in einem Punkte

zu lokalisieren. Man muß deshalb die beiden thermoelektrisch differenten Körper sich mit einer scharfen Kante oder in einem Punkte berühren lassen. Für die methodische Auswahl von geeigneten Körpern hält man sich also am besten an die thermoelektrische Reihe.

Stellt man die Körper nach ihren thermoelektrischen Eigenschaften so zusammen, daß jedes Glied in der Reihe elektropositiv ist mit Bezug auf die vorhergehenden und elektronegativ mit Bezug auf die folgenden, so erhält man folgende Liste:

1. Die verschiedenen Arten von Schwefelkupfer (Kupferkies, Phillipsit usw.), Manganüberoxyd kristallisiert (Pyrolusit, Braunstein), in Verbindung mit irgendeinem Metall (alle Metalle sind stark elektropositiv mit Bezug auf diese Substanzen).
2. Einfach geschwefeltes natürliches Kupfer (Kupferindig), künstlich geschmolzenes Schwefelkupfer (Kupferglanz), Selen, Tellur, in Verbindung mit irgendeinem Metall (alle Metalle sind stark elektronegativ mit Bezug auf diese Substanzen).

Die Verbindung eines stark elektropositiven Körpers mit einem stark elektronegativen liefert also wohlgemerkt die besten Ergebnisse.

Konstanteste Resultate geben besonders die Zusammenstellungen von irgendwelchen Metallen entweder mit Kupferkies, Kupferindig oder Tellur.

Die Möglichkeit dieser methodischen Zusammenstellung spricht bereits sehr zugunsten unserer Hypothese über die Rolle der thermoelektrischen Wirkung bei der Erscheinung, aber man kann dies noch vollständiger demonstrieren.

Wenn das Phänomen wirklich thermoelektrischer Natur ist, so muß man elektromotorische Kräfte von entgegengesetztem Vorzeichen erzeugen können, wenn man mit dem gleichen Körper, im Kontakt, eine Substanz verbindet, die entweder mehr elektronegativ oder mehr elektropositiv als er selbst ist. Das wird in der Tat durch das Experiment bewiesen. Man wähle z. B. zwei Kontakte: Kupfer—Tellur und Kupfer—Kupferkies, in Verbindung mit dem Galvanometer und ohne Element im Schließungskreis. Vermittels eines Kommutators können diese Kontakte abwechselnd in die Empfangsantenne eingeschaltet werden. Sorgt man dafür, daß das Kupfer immer an derselben Galvanometerklemme liegt, so konstatiert man unter der Einwirkung der ankommenden Wellen Galvanometerausschläge im differenten Sinne, je nachdem, welchen Kontakt man benutzt. — Durch einfache Kunstgriffe kann man der Kontaktstelle eine so kleine Oberfläche geben,

daß eine Empfindlichkeit erreicht wird, die derjenigen der besten elektrolytischen Detektoren ebenbürtig ist. Mit den in dieser Weise von Herrn F. Pellin konstruierten thermoelektrischen Detektoren konnten wir in Brest die Telegramme vom Eiffelturm und selbst von den in Marokko stationierten Schiffen aufnehmen.

Dennoch verhalten sich einige Kontakte, die auf den ersten Blick in gleicher Weise den vorgeschriebenen Bedingungen genügen sollten, hinsichtlich Empfindlichkeit, sehr verschieden.

Wir benutzten unsere thermoelektrischen Kontakte zuerst nach Art der elektrolytischen Detektoren, d. h. wir schalteten sie gleichförmig in einen Spannungsbauch, wie es z. B. für induktive Schaltung Fig. 1 zeigt. Der Kontakt befand sich bei M, in Verbindung mit den

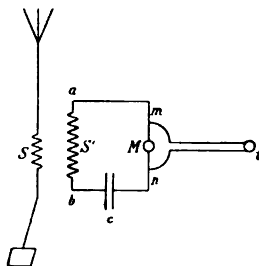


Fig. 1.

Enden der Sekundärspule S'; das Telephon t liegt an den Klemmen m und n des Kontaktes.

Unter diesen Versuchsbedingungen verlangen gewisse Kontakte, z. B. solche, welche man durch Auflegen einer Metallspitze auf ein Stück Kupferkies erhält, eine sehr minutiöse Regulierung, damit sie funktionieren. Andere Kontakte dagegen, besonders diejenigen, welche man mit Kupferindig oder Pyrolusit erhält, scheinen keinerlei vorhergehende Regulierung zu benötigen.

Mißt man nun die Widerstände dieser verschiedenen Kontakte, so findet man Werte, die nicht von der gleichen Größenordnung sind gemäß der Natur der Körper, welche den Kontakt bilden.

Während der Kontakt: Metallspitze—Kupferkies einen Widerstand von im allgemeinen zwischen 50 und 200 Ohm darstellt, gibt der Kontakt: Metallspitze—Kupferindig Werte in der Nähe von 1500 Ohm und mehr. Man begreift, daß der Kupferkieskontakt, dessen Widerstand relativ gering ist, eine unrichtige Stelle einnimmt, wenn man

ihn in einen Spannungsbauch legt. Man sollte ihn im Gegenteil in einen Strombauch legen, damit er ohne Regulierung funktioniert. In der Tat erhielt man ausgezeichnete Resultate, wenn man ihn nach Fig. 2 direkt bei M zwischen Antenne und Erde einschaltet. Die Ab-

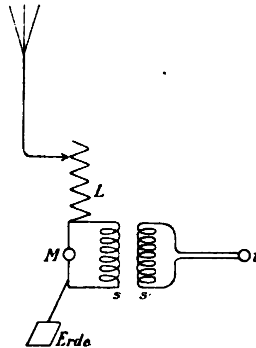


Fig. 2.

stimmung geschieht einfach durch die variable Selbstinduktion L. Das Telephon ist angeschlossen durch den Transformator ss', dessen Sekundäre s' einen dem Telephon entsprechenden Widerstand hat, und dessen Primäre s an den Klemmen des Kontaktes liegt.

In der gleichen Weise empfiehlt es sich, den Kontakt mit Tellur zu benutzen.

Eine Tellurspitze, die mit leichtem Druck auf einer frisch polierten Messingplatte ruht, liefert einen Kontakt von geringem Widerstand (von der Größenordnung 10 Ohm) und funktioniert gut als Detektor im Strombauch.

Manchmal genügt eine geringe Druckänderung, um den Widerstand des Kontaktes so zu ändern, daß er von der einen Kategorie in die andere übergeht. Dies ist der Fall mit den Kontakten: Metallspitze—Kupferkies, und aus diesem Grunde kann man durch Regulierung einen ausgesprochenen Widerstandsdetektor erhalten, der im Spannungsbauch anspricht. Man kann das gleiche Resultat erhalten, indem man die Metallspitze durch einen feinen Draht ersetzt. Mit einem Platindraht von $^5/_{100}$ mm Durchmesser im Kontakt mit einem Stück Kupferkies erzielt man leicht einen Detektor von 1200 bis 1500 Ohm Widerstand, der sehr geeignet im Spannungsbauch ist.

Man sieht also, daß diese thermoelektrischen Detektoren sich in mehreren Punkten von den selbsttätig dekohärierenden unvollkommenen

Kontakten unterscheiden. Der wesentliche Punkt ist, daß der Durchgang elektrischer Schwingungen Veranlassung gibt zu einer elektromotorischen Kraft und nicht zu einer Widerstandsschwankung, woraus der Fortfall des Elementes und des Potentiometers, das in selbsttätig dekohärierenden Anordnungen unentbehrlich ist, resultiert; die ganze Zusammenstellung wird dadurch auch einfacher. Vorteilhaft ist auch, daß die thermoelektrischen Detektoren nach Belieben entweder als solche mit geringem Widerstand oder mit vorherrschendem Widerstand benutzt werden können, d. h. als Detektoren auf Strom oder Spannungsdifferenz; entsprechend kann man sie dann methodisch im Strombauch oder Spannungsbauch des abgestimmten Empfangssystems plazieren. — Für die selbsttätig dekohärierenden unvollkommenen Kontakte besteht meistens nicht die gleiche Möglichkeit.

Endlich unterscheiden sie sich von den unvollkommenen Kontakten mit Widerstandsschwankungen dadurch, daß sie nicht, wie die meisten Autodekohärer, auf maximale Potentialamplitude, sondern auf mittlere Energie reagieren. In der Tat, wenn man in die gleiche Empfangsantenne einen thermoelektrischen Kontakt von geringem Widerstand (z. B. Tellur—Metall) und gleichzeitig ein Bolometer einschaltet, so konstatiert man, daß die Ausschläge des vom Kontakt abgezweigten Galvanometers proportional den Angaben des Bolometers bleiben.

Diese Tatsache ist nicht überraschend, da eben die Detektoren thermischer Natur sind. Diese ihre Eigenschaft, auf den Integraleffekt zu reagieren, ist besonders wertvoll, da sie sowohl für die Realisation selektiver Effekte wie auch für die Anwendung bei drahtloser Telephonie hervorragend geeignet ist. Es ist ja bekannt, daß diese beiden Probleme sehr viel Analoges haben.

(Aus dem Französischen übersetzt. E.)

(Eingesandt 1. August 1908.)

Ein Tantal-Wellendetektor und seine Anwendung in drahtloser Telegraphie und Telephonie.[1])

Von **L. H. Walter.**

Es ist seit Jahren bekannt, daß das Quecksilber sehr geeignet ist für die Herstellung eines spontan dekohärierenden Detektors für elektrische Schwingungen. Die beiden Elemente, welche sich bisher für

1) Proceedings of the Royal Society, A. Vol. 81.

diesen Zweck in Verbindung mit dem Quecksilber eigneten, waren Eisen (Stahl) und Kohle. Beide sind zusammen oder einzeln in dem Kohärer der italienischen Marine, dem sog. Castelli- oder auch Solarikohärer benutzt worden. Die Benutzung von Kohle ist jedoch aus bekannten Gründen meistens wenig wünschenswert. Eisen ist ein sehr ungeeignetes Metall in Fällen, wo die Luft viel Feuchtigkeit enthält[1]); im günstigsten Falle handelt es sich darum, wie lange das Rosten aufgehalten werden kann.

Diese Überlegungen führten Verfasser schon im Jahre 1902 dazu, ein Edelmetall in Verbindung mit Quecksilber zu versuchen. Es ergab sich damals als unmöglich Platin zu verwenden ohne gleichzeitige Benutzung eines flüssigen Dielektrikums — in diesem Falle reines Wasser — zwischen Quecksilber und Platin und nur mit einer Glashülle um den Platindraht. Eine solche Anordnung mußte zudem immer wieder mechanisch in den ursprünglichen empfindlichen Zustand zurückversetzt werden[2]).

In jüngster Zeit herrscht die Tendenz zur Benutzung von Telephonempfängern, zumal die wenigen verläßlichen Kohärer mechanische Erschütterung verlangen.

Das Auftauchen der Tantallampe machte es wahrscheinlich, daß dieses Edelmetall, welches bis dahin nicht zu erlangen war, leicht beschafft werden konnte, und es schien damit die Möglichkeit gegeben, die Schwierigkeit, ein geeignetes Edelmetall für erwähnten Zweck zur Verfügung zu haben, zu beheben. Die Gründe für diese Annahme sind folgende: Tantal (Tantalum) ist nach seinen chemischen Eigenschaften ein Edelmetall; es ist indifferent gegen atmosphärische Einflüsse; es besitzt große Festigkeit und Biegsamkeit; und schließlich ist es absolut indifferent gegen Quecksilber. Die chemischen und physikalischen Eigenschaften des Tantal sind durch von Bolton und von Pirani gründlich untersucht worden und heute infolge der Anwendung des Metalles in der Glühlampenfabrikation allgemein bekannt.

Zunächst bestand aber die Schwierigkeit, daß es sich als unmöglich erwies, selbst die kleinste Menge des Metalles anders als in der Form eines feinen Drahtes zu erhalten, wie er für die Tantallampen benutzt wird. Es war deshalb erforderlich zu untersuchen, ob in dieser Form das Tantal mit Quecksilber für einen empfindlichen Wellendetektor zweckdienlich war.

1) Fleming, „Principles of Electric Wave Telegraphy“ 371.
2) Prasch, „Sammlung elektrotechnischer Vorträge **6**, 254.

Der erste Versuchsdetektor wurde so hergestellt, daß zwei Tantaldrähte, die einer Tantallampe entnommen waren, durch zwei feine Kapillarglasröhrchen gezogen wurden; die beiden Enden ragten um etwa $^1/_{20}$ engl. Zoll heraus und berührten die Oberfläche eines kleinen Quecksilbertropfens. Die Ergebnisse übertrafen alle Erwartungen. Es zeigte sich, daß die vorerwähnte Verwendung eines flüssigen Dielektrikums und der isolierenden Hülle überflüssig war, da auch ohne diese der Detektor von selbst dekohärierte und reine, starke Signale im Telephon erzeugte. Ferner konnte die Oberfläche des Quecksilbers so groß wie nur wünschenswert gemacht werden, während bei dem erwähnten Kohärer der italienischen Marine nur durch künstliche Vermehrung der Oberflächenspannung des Quecksilbers im Verhältnis zu seiner Masse bzw. durch Verkleinerung des Durchmessers des Quecksilbertropfens eine Autodekohärierung möglich gemacht wird.

Es ergab sich bald, daß die besten Resultate mit einer einzigen Tantalspitze erzielt wurden, wenn diese mit dem negativen Pol des Potentiometers in Verbindung stand; die günstigste Spannung war 0,2 bis 0,4 Volt.

Die Konstruktion und wirkliche Größe des Detektors, wie er heute benutzt wird, ist in Fig. 1 wiedergegeben; die ganze Anordnung ist

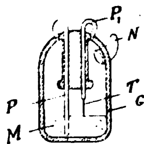


Fig. 1.

in einer Glasbirne hermetisch verschlossen. Es bedeuten P ein Platindraht, M das Quecksilber im Glaßgefäß G; P_1 ist ebenfalls ein Platindraht, in den unten ein kurzes Stück (ca. $^3/_{16}$ engl. Zoll) Tantaldraht T von 0,05 mm Durchmesser eingeklemmt ist. Das Quecksilber wird durch die Seitentube N eingegossen und soll ein solches Niveau haben, daß die Tantalspitze gerade eintaucht, wie man es experimentell durch die Tonstärke im Telephon ermitteln kann. Das Gefäß, das man noch evakuieren kann, wird alsdann zugeschmolzen. Solche gut konstruierten Detektoren sind seit vielen Monaten, seitdem sie benutzt wurden, absolut konstant geblieben. Zur Sicherheit sind bei T drei Drähte eingeklemmt, von denen zwei hochgebogen sind und als Ersatz dienen, wobei man sie gegebenenfalls durch einen durch N geführten

Draht in das Quecksilber drückt; aus diesem Grunde evakuiert man auch am besten das Gefäß nicht. Beschädigungen der Tantalspitze sind aber bis jetzt trotz starker Inanspruchnahme auf Transporten usw. nicht vorgekommen. Der Detektor ist für schwache Signale vielleicht nicht so empfindlich wie der elektrolytische oder der magnetische Detektor; bei starken Signalen jedoch war der Ton im Telephon viel lauter als bei letzteren. Der elektrolytische Detektor ist bekanntlich empfindlicher als der Magnetdetektor. Der Mangel an Empfindlichkeit für schwache Signale ist zurückzuführen auf das leise Rauschen, welches sich immer bei solchen unvollkommenen Kontakten, speziell mit Quecksilber, einstellt.

Eine Untersuchung des Tantaldetektors auf Widerstand nach der Substitutionsmethode ergab für denselben im Empfangszustand ziemlich niedrige Werte von 1200 bis 1800 Ohm (im Vergleich zu etwa 100000 Ohm des gewöhnlichen Körnerkohärers und 30000 bis 50000 Ohm der elektrolytischen Detektoren), was für die Abstimmung vorteilhaft ist. Sobald Schwingungen wirksam waren, sank der Widerstand auf etwa 250 Ohm bei starken Signalen, bis etwa 70 Ohm bei sehr starken Signalen. Die große Stärke der Zeichen mit dem Tantaldetektor resultiert aus dem starken Schwanken der Telephonströme. Für diesen Detektor beträgt das Verhältnis des Stromes, wenn Schwingungen wirksam sind, zu demjenigen im gewöhnlichen Zustande von 3 : 1 bis 8 : 1 und kann bis 30 : 1 betragen, ohne daß das Maximum der Tonstärke erreicht wird; die normale Stromstärke unter Benutzung eines 580 Ω-Telephones ist ungefähr $^1/_{20}$ bis $^1/_{10}$ Milliampere. Das zum Vergleich gemessene Stromverhältnis bei dem italienischen Kohärer ergab ungefähr 3 : 1 als Maximum (günstiger 3 : 2), oberhalb welches permanente Kohärierung eintrat. Nach Reich[1]) kann für den elektrolytischen Detektor dieses Verhältnis leicht den Wert 10 : 1 erreichen, dem also der Tantaldetektor sehr nahe kommt.

Obwohl der Widerstand des Tantaldetektors sehr niedrig ist, ist eine Beschädigung der Spitze nicht wahrscheinlich, da ein Zusammenschweißen der Kontaktstellen, wie im Falle von Metall-Metall Kontakten, ausgeschlossen, ist und auch bei sehr starker Schwingungsenergie kein Aufhören der Autodekohärierung beobachtet wurde.

Nach des Verfassers Ansicht ist dieser Tantaldetektor in noch höherem Maße für drahtlose Telephonie geeignet wegen der erzielbaren großen Tonstärke. Beim elektrolytischen Detektor ist die Tonwieder-

1) Reich, Phys. Ztschr. 5, 338, 1904.

gabe eher rauh und metallisch; auch erreicht man bald, wie Tissot[1]) kürzlich zeigte, das Maximum der Tonstärke, die durch keine Vermehrung der Senderenergie vergrößert werden kann. Über die Rauheit der Tonwiedergabe hat sich de Forest ausgelassen, der jetzt eine leichte Abänderung des Flemingschen Schwingungsventils[2]), das sog. „Audion", benutzt; die Lebensdauer eines solchen Detektors ist jedoch sehr begrenzt, da sie natürlich abhängig ist von der Lebensdauer der Glühlampe, die 800 Stunden nicht übersteigen dürfte.

Für Benutzung des Tantaldetektors in Fällen, wo er starken Erschütterungen ausgesetzt ist, wurde die Konstruktion nach Fig. 2 aus-

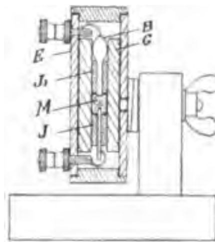


Fig. 2.

gebildet. Der Platindraht ist in eine kleine Glaskugel B eingeschmolzen, die an dem einen Ende einer Glasröhre angeblasen ist; das andere Ende der Röhre führt zu einer Luftpumpe, die das Innere evakuiert. Die Glasröhre wird nun erhitzt und drückt sich infolge des Vakuums gegen den von dem Platindraht gehaltenen Tantaldraht zusammen, den man durch Abbrechen der Glasspitze herausragen läßt. (Es muß so verfahren werden, da man Tantal nicht wie Platin in Glas einschmelzen kann.)

Das Quecksilber befindet sich in einer Glasröhre G von $^5/_{32}$ engl. Zoll Weite. Eine weitere Röhre würde besser sein, aber die Empfindlichkeit gegen mechanische Erschütterungen wird dann wieder größer. Es bedeuten ferner M eine kleine Quecksilbersäule von etwa $^5/_{16}$ engl. Zoll Länge, I und I_1 Elfenbeinpfropfen; durch I_1 geht also der Tantaldraht, der gerade in das Quecksilber taucht; durch I führt ein Platin- oder Nickeldraht. Das Ganze steckt in dem Ebonitgehäuse E. Die beste Lage ist die, wie in der Figur, d. h. mit vertikaler Stellung der Glasröhre und der Tantalelektrode oben. Mechanische

1) Tissot, C. R. **145**, 226, 1907.
2) Vgl. Jahrbuch **1**, 99, 1907.

Erschütterungen können diesem Detektor nichts anhaben; man merkt beim Abhören der Zeichen keinerlei Beeinflussung.

Verfasser hat dann noch Quecksilber in Verbindung mit vielen anderen Metallen ohne befriedigende Resultate ausprobiert.

Dagegen gibt eine Tantalspitze gegen eine Eisenoberfläche (am besten oxydiert) einen empfindlichen, ziemlich lauten, spontan dekohärierenden Detektor. Ebenso empfindlich, aber weniger laut wirkt Tantal-Tellur. Noch schlechter ist die Wirkung mit Kobalt, Antimon, Mangan, Wismut, während mit Molybdän und Vanadium überhaupt jede Wirkung ausblieb. Solche Kohärer stehen aber weit hinter dem Tantal-Quecksilber Detektor zurück. Man sieht, daß das Tantalmetall hier eine ganz eigenartige Stellung einnimmt und in erwähnter Verwendung alle Ansprüche erfüllt, die man an einen modernen Detektor stellen muß.

(Aus dem Englischen übersetzt. E.)

(Eingesandt 10. September 1908.)

Patentschau.[1])

Übersicht über die neuere deutsche Patentliteratur.

Von **Eugen Nesper.**

Das D. R. P. Nr. 192566 der C. Lorenz' A.-G. schützt eine Vorrichtung, um mittels eines einzigen Wellenmessers mehrere Luftleiter einer drahtlosen Station zu kontrollieren und die Wellenlänge, Dämpfung usw. zu messen. Die Messungen werden hierdurch, da stets nur ein gleiches Meßinstrument gebraucht wird, nicht allein einfacher, sondern vor allem auch weit exakter, da nur der Eichfehler des einen zur Verwendung gelangenden Meßinstrumentes in die Rechnung eingeht.

Es werden zur Erfüllung dieses Zieles die einzelnen Luftleiter mit konstant bleibenden Koppelungsspulen versehen, welche mit entsprechend bemessenen Koppelungsspulen des Wellenmessers nacheinander verbunden werden können. Für die aufeinanderfolgende Verbindung kann ein Schalter angewendet werden.

Um eine besonders bequeme Ausführungsform zu erhalten, kann

1) In Zukunft wird die „Patentschau" durch Herrn Dipl. Ingenieur H. Eales, Hilfsarbeiter im Kaiserl. Patentamt, Berlin, allein bearbeitet.

man z. B. sämtliche Koppelungsspulen mit dem Umschalter auf einem Schaltbrett anordnen.

Wenn die einzelnen Luftleiter sehr voneinander abweichende Wellenlängen haben, werden die Koppelungsspulen zweckmäßig entsprechend den zu ihnen gehörenden Luftleitern und deren Frequenzen bemessen.

Ein Zusatzpatent zum D. R. P. Nr. 180671 stellt das D. R. P. Nr. 192674 von H. Heinicke in Steglitz dar und besteht darin, daß jeder der Leiter des sog. Heinicketransformators aus drei Teilen zusammengesetzt ist, von denen die beiden äußeren Teile aus vollen oder hohlen Metallkernen, die koaxial sind, bestehen, während der mittlere Teil aus einer Drahtspule gebildet wird, deren Achse senkrecht zur Achse der Metallkerne steht.

Von Interesse ist das D. R. P. Nr. 193262 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie, welches ein Meßverfahren und Meßinstrument für Wechselströme, insbesondere Hochfrequenzströme unter Schutz stellt. Es wird nach dem Gegenstand des Patentes an die Klemmen des Hochfrequenzgenerators das Meßinstrument mit derartigen Mitteln zusammen geschaltet, daß der aus diesen Mitteln zusammen mit dem Meßinstrument gebildete Stromkreis auf die Periodenzahl des Hochfrequenzgenerators abgestimmt ist. Die Anordnung kann z. B. so getroffen sein, daß an die Klemmen des Hochfrequenzerzeugers ein aus Kapazität, Selbstinduktion und Wechselstromvoltmeter gebildeter Kreis angeschaltet wird.

Fig. 1 gibt ein Bild dieser Anordnung.

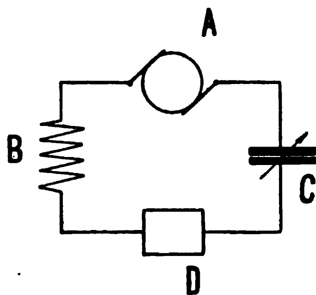


Fig. 1.

A ist der Hochfrequenzgenerator, *B* eine Selbstinduktion, *C* eine Kapazität und *D* ein Widerstand, beispielsweise der Widerstand des Wechselstromvoltmeters. Besteht z. B. der Hochfrequenzgenerator aus

einer Maschine, so entsteht bei Drehung des Ankers *A* eine kontinuierte E.M.K., welche in *A B C D* eine andauernde Schwingung zur Folge hat. Die E.M.K. des Ankers ist hierbei keine reine Arbeits-E.M.K., sondern eine solche, die dieser und einer induktiven E.M.K. entspricht. Bei Bestimmung des Schwingungskreises wird jedoch in jedem Augenblick die selbstinduktive E.M.K. gegenüber der kapazitativen E.M.K. aufgehoben und für das Voltmeter *D* kommt nur die gesuchte E.M.K. in Betracht.

Die Einrichtung zur Richtungstelegraphie (D. R. P. Nr. 193804) von Hülsmeyer in Düsseldorf sei nur der Vollständigkeit wegen erwähnt.

Eine besondere Ausführungsform des geschlossenen Schwingungskreises wird durch das D. R. P. Nr. 193805 von M. Levy in Berlin gegeben.

Der Sender soll keine besondere lokalisierte Kapazität (Braun) haben, sondern wie bei dem alten Marconigeber mit direkter Erregung arbeiten, wobei allerdings die Funkenstrecke als sogenannte Kapazitätsfunkenstrecke ausgebildet sein soll. Mit dem Geber wird nun nicht nur der Luftdraht und das Gegengewicht, sondern noch eine dritte Kapazität verbunden, welche entweder als Luftdraht oder Kapazitätsgegengewicht oder als eine geerdete Kapazität ausgeführt sein soll. Man kommt hierbei auf eine Schaltung wie sie z. B. in Fig. 2 dar-

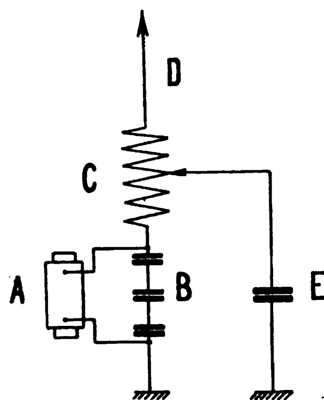


Fig. 2.

gestellt ist. *A* ist der Induktor, *B* die Kapazitätsfunkenstrecke, *C* der Spartransformator, *D* der Luftleiter und die eine einseitig geerdete, andererseits mit dem Spartransformator verbundene Kapazität.

Wie man insbesondere aus der Figur sieht, ist die Schaltung identisch mit den früher von der funkentelegraphischen Abteilung der A.E.G. (System Slaby-Arco) vertriebenen Anordnungen und hat dieselben Nachteile wie diese.

L. Adelmann in Berlin hat unter Nr. 193808 einen Antennenkopf patentiert erhalten, bei welchem die Befestigung der Antennendrähte mittels Bolzen geschieht, welche durch Bohrungen im Antennenkopf gehalten werden. Diese Einrichtung kommt in Betracht für transportable Masten für Luftleitergebilde.

Ein Verfahren zur Erzeugung ungedämpfter Schwingungen, welches auf dem Duddellschen Prinzip beruht, aber nicht Gleichstrom sondern ein- oder mehrphasigen Wechselstrom benutzt, ist S. Eisenstein in Kiew unter Nr. 194617 geschützt worden.

Es werden hierbei zwei oder mehrere positive Elektroden angeordnet, derart, daß der Lichtbogen zwischen der negativen Elektrode und ab-

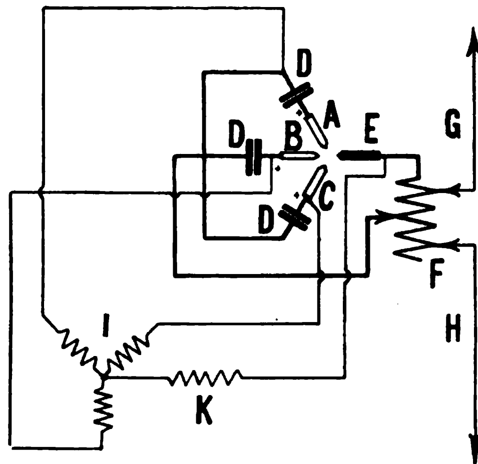


Fig. 3.

wechselnd einer der positiven Elektroden gebildet wird, um eine leichtere Abkühlung herbeizuführen.

Eine besondere Ausführungsform dieses Patentes sieht die Einschaltung je eines Kondensators von je einer positiven Elektrode vor, mit der Maßgabe, daß alle diese Kondensatoren einander gleich sind.

Das Mittel der Kühlung der positiven Elektroden ist schon durch die Anordnungen Poulsens bekannt geworden, während die Verwen-

dung mehrerer positiver Elektroden zusammen mit einer negativen Elektrode und Speisung mit Wechselstrom neu ist.

In Fig. 3 bezeichnet *A*, *B* und *C* die positiven (Metall-)Elektroden. *D* sind einander gleiche Kondensatoren; *E* ist die negative Kohlenelektrode, *F* eine Spule, *G* der Luftleiter, *H* die Erdung, *J* die Wechselstromquelle und *K* eine Drosselspule, die zwischen die negative Elektrode und die Wechselstromquelle geschaltet ist.

Das D. R. P. Nr. 194618 stellt ein Zusatzpatent Eisensteins zu dem obigen Hauptpatent dar. Es betrifft die Einschaltung von Gleichstrom in die Zuleitungen zu den positiven bzw. zur negativen Elektrode. Insbesondere bei hohen Spannungen soll die Anwendung von Gleichrichtern erforderlich sein.

Der in der Großstation Nauen angewendete Luftleiter wird zum Teil durch das D. R. P. Nr. 194703 geschützt. Es betrifft die Anordnung eines aus zwei oder mehreren radialen Segmenten hergestellten Luftleiters, wobei die einzelnen Segmente unabhängig voneinander auf- und abwärts bewegt werden können.

Besondere Ausführungsformen sind die Unterleitung der die Segmente bildenden Drähte von bestimmten Punkten an und die mechanische Verbindung je zweier gegenüberliegender Segmente, so daß eine Ausbalancierung der Segmente bewirkt wird.

D. R. P. Nr. 194819, S. Eisenstein in Kiew, „Schaltung zur

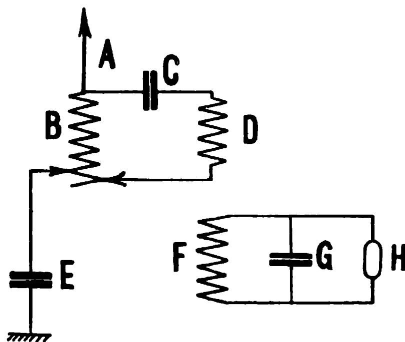


Fig. 4.

Verkleinerung der Dämpfung im Empfangsschwingungskreise bei drahtloser Telegraphie und Telephonie".

Den Gegenstand dieses Patentes bildet eine Vorrichtung, welche denselben Effekt haben soll wie der Poulsensche „Tikker", nämlich

die Dämpfung des Empfängers zu reduzieren, ohne die angeblichen Nachteile des Tikkers aufzuweisen. Als Nachteile des Tikkers werden Nebenschwingungen genannt, ohne daß diese erklärt werden.

Das Wesen des Patentgegenstandes besteht darin, daß eine mit dem Detektor *H* (Fig. 4) verbundene Sekundärspule *F* nur vorübergehend und während kurzer Zeit in das Feld der Primärspule *D* gebracht wird. Hierdurch soll dem Detektor Empfangsenergie hoher Amplitude zugeführt werden, ohne das Empfangssystem, wie beim Tikker, öffnen und schließen zu müssen.

A ist in Fig. 4 der Luftleiter, *B* eine variable Empfangsspule, *C*, *G* und *E* sind Kondensatoren.

Unter Nr. 195029 ist P. O. Pedersen in Kopenhagen ein ungedämpfter Sender für drahtlose Telegraphie geschützt worden.

Während bei den älteren ungedämpften Sendern die Zeichengebung in der Weise erfolgte, daß man entweder die Schwingungszahl änderte oder den Generator Schwingungen erzeugen ließ bzw. ihn abschaltete,

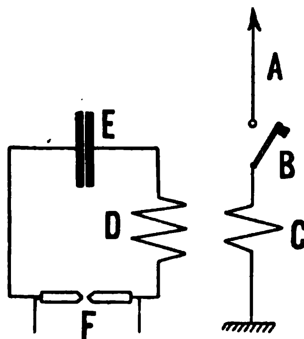


Fig. 5.

besteht die vorliegende Erfindung darin, daß gleichgültig ob Schwingungen ausgesandt werden sollen oder nicht, der Generator stets arbeitet, und zwar mit konstanter Schwingungszahl.

Die Zeichengebung erfolgt in der Weise, daß eine Taste zwischen dem Sender selbst und der Ausstrahlungsanordnung z. B. in die Erdleitung geschaltet wird, wodurch die Ausstrahlung der Antenne verhindert wird.

Eine vollkommene Verhinderung der Energieausstrahlung ist allerdings durch diese Anordnung kaum zu erwarten, oder wenigstens nur dann, wenn bei Nichtzeichengebung jede Energieaufnahme des Senders

aus dem Erreger verändert wird, was z. B. durch eine sehr wesentliche Verstimmung geschehen könnte.

Der Erfindungsgedanke läßt sich auf verschiedene Arten verwirklichen.

Eine Möglichkeit mit induktiver Koppelung gibt Fig. 5 wieder. *A* ist der Luftleiter, *B* die Taste, *C* die primäre, *D* die sekundäre Koppelungsspule, *E* der Schwingungskondensator und *F* der Lichtbogen.

Auch das nun folgende D. R. P. Nr. 195528 schützt eine Tastanordnung. Für größere Energiemengen will die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie in den aus Stromquelle, Primärinduktorwicklung und Drosselspule gebildeten Primärkreis zur Drosselspule eine zweite Drosselspule parallel schalten, um die Selbstinduktion der ersteren zu verringern.

Die Einrichtung ist derart, daß bei Zeichengebung sämtliche Drosselspulen eingeschaltet sind, während beim Öffnen des Tasters nur ein Teil derselben im Primärkreise liegt.

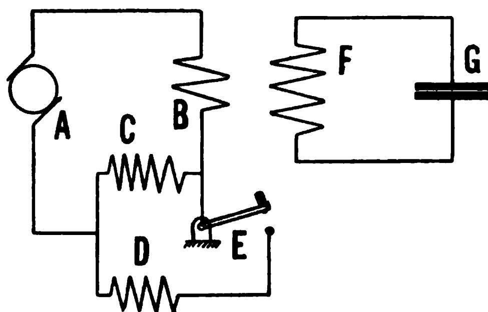


Fig. 6.

Fig. 6 gibt das D. R. P. wieder. *A* ist die Stromquelle, die mit der Primärspule *B* und einer Drosselspule *C* in Serie liegt. *E* ist eine Taste, *D* eine andere Drosselspule. *F* ist die Sekundärspule des Transformators oder Induktors und bildet mit dem Kondensator *G* den Schwingungskreis.

Die Bemessung der Drosselspulen ist so getroffen, daß beim Niederdrücken der Taste, also wenn beide Spulen parallel liegen, der Transformator mit der Maschine die günstigste Koppelung und Energieaufnahme hat. Beim Öffnen der Taste ist die Selbstinduktion im Primärkreise wesentlich vergrößert und die Koppelung zwischen

Maschine und Transformator somit wesentlich gelockert. Infolgedessen sinkt die Primärstromstärke auf einen niedrigeren Betrag herab und die Resonanz ist aufgehoben.

D. R. P. Nr. 195700. R. A. Fessenden in Washington. „Verfahren und Einrichtung zur Übertragung von Zeichen mittels elektromagnetischer Wellen, bei welchen die praktisch kontinuierliche Erzeugung der elektromagnetischen Wellen, ohne Unterbrechung der Kontinuität, durch Vorrichtungen beeinflußt wird, welche auf Tonwellen ansprechen."

Das D. R. P. Nr. 196168 stellt eine andere Erfindung Fessendens, nämlich die drahtlose Ortsbestimmung von Schiffen unter Schutz. Das hierfür von Fessenden vorgeschlagene Verfahren besteht darin, daß die Stärke der Signale entsprechender Stationen miteinander verglichen werden.

Zweckmäßig werden hierzu drei Signalgruppen verwendet, von denen mindestens zwei von festen Stationen ausgesandt werden, während die dritte entweder von einer dritten festen Station herrührt oder aus einem auf dem Schiff erzeugten Normalsignal besteht.

Ein weiterer Unteranspruch des Patentes stellt unter Schutz, daß die Signale bzw. Signalgruppen in bestimmter Reihenfolge hintereinander ausgesandt werden und daß der zur Erzeugung des Normalsignals dienende Stromkreis mit dem Empfängerstromkreis gekoppelt ist.

Wegen der außerordentlichen Schwierigkeit, die Intensität verschiedener Signale genau bestimmen zu können, ist das Verfahren praktisch wohl bisher kaum eingeführt worden.

Das D. R. P. Nr. 196325 von E. Ruhmer in Berlin stellt ein Verfahren zur Erzeugung von elektrischen Schwingungen mittels eines besonders charakterisierten Lichtbogens dar. Das Verfahren besteht darin, daß der Querschnitt des Lichtbogens mittels geeigneter Hindernisse gewaltsam verengt wird.

Dieses kann nach Ruhmer z. B. dadurch geschehen, daß das Hindernis aus einer oder mehreren hintereinanderliegenden Scheiben besteht, die aus isolierendem Material hergestellt sind und mehrere Durchbohrungen besitzen, durch welche hindurch die Lichtbögen zustande kommen.

Das Hindernis kann auch aus einem sich verjüngenden Kanal bestehen, dessen Wandungen gekühlt werden. Diese Einrichtung nähert sich der Poulsenanordnung, bei der bekanntlich die Kühlung eine gravierende Rolle spielt.

Schließlich soll die Einrichtung noch so möglich sein, daß der Lichtbogenübergang in verdünnten Gasen bzw. Gasgemischen stattfindet.

Die günstige Wirkungsweise dieser Anordnung scheint in der Wärmeableitungsfähigkeit durch den Hinderniskörper zu beruhen. Diese Annahme wird namentlich dadurch gestützt, daß die Einrichtung, bei welcher der Hinderniskörper gekühlt wird, angeblich besonders günstige Resultate ergibt.

Fig. 7 zeigt diese Anordnung. *A* und *B* sind die gekühlten Elektroden, *C* ist der mit Wasser gekühlte Hinderniskörper.

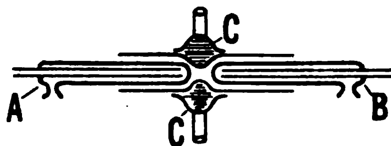


Fig. 7.

Das D. R. P. Nr. 196342 ist ein Zusatzpatent zu Nr. 176010 und schützt ein Verfahren und eine Vorrichtung zur Erzeugung elektrischer Schwingungen für Zwecke der drahtlosen Übertragung von Schallwellen. Während bei dem Hauptpatent der Lichtbogenstrom, der variiert zur Speisung eines eine Funkenstrecke speisenden Induktoriums dient, wird hier die variierende Bogenlampe direkt in den Schwingungskreis eingeschaltet.

Die Anordnung zeigt Fig. 8. *A* ist der zwischen zwei Elektroden

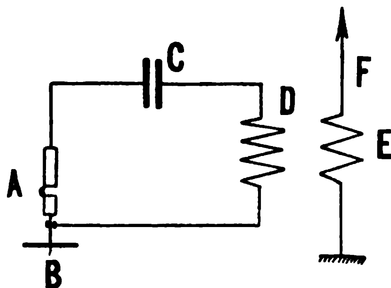


Fig. 8.

brennende Lichtbogen. Die eine Elektrode ist fest, die andere beweglich und mit einer Membrane *B* versehen. Letztere muß, um eine möglichst geringe Belastung der Membrane zu bewirken, möglichst

leicht sein und aus einem langsam abbrennenden Stoffe, wie z. B. Silber, hergestellt werden.

Die andere Elektrode kann aus einer Platte bestehen, die vorteilhaft exzentrisch zu der ersteren Elektrode angeordnet ist.

Gegebenenfalls sollen beide Elektroden in einem Gehäuse angeordnet werden und der Lichtbogen soll ev. magnetisch angeblasen werden.

(Eingesandt 1. September 1908.)

Übersicht über die neuere ausländische Patentliteratur.

Von **H. Eales.**

1. Verfahren und Einrichtungen zur Erzeugung elektrischer Schwingungen.

In der amerikanischen Patentschrift Nr. 886303 beschreibt Massie eine rotierende Funkenstrecke, die vermöge ihrer besonderen Konstruktion eine energische Luftkühlung bewirkt. Zwischen zwei einander gegenüberstehenden Elektroden dreht sich in einem geschlossenen Gehäuse eine Scheibe, die mit einer Anzahl von einander diametral gegenüberstehenden, radial nach außen gerichteten, durchbohrten Nasen versehen ist. Der Antrieb der Scheibe erfolgt unter Vermittelung einer biegsamen Welle von einem gesondert aufgestellten Motor aus. Zwecks Erzeugung einer energischen Lüftung und Kühlung ist auf der Welle der Scheibe ein Flügelrad befestigt, welches beständig Luft in das Innere des Gehäuses treibt, und ferner sind an der Seite der Scheibe windfängerartige Flügel angebracht, welche die Luft auffangen und durch die Bohrungen in den Nasen treiben. Da diese Nasen samt der Scheibe als Zwischenelektrode dienen, so wird die aufgefangene Luft unmittelbar in den Funken geleitet.

In der französischen Patentschrift Nr. 385875 schlägt Eisenstein die Verwendung einer Wehneltschen Kathodenstrahlenröhre 1 (Fig. 1) in Duddellscher Schaltung (Kapazität 9, Selbstinduktion 8) vor, eine Anordnung, die auch den Gegenstand seines deutschen Patentes Nr. 199078 bildet. Diese Röhre besitzt eine Kathode 2, die aus einem dünnen Platinblättchen besteht, dessen Oberfläche mit einer Schicht von Oxyden seltener Erden überzogen ist, während als Anode ein eiserner Stift 3

dient und das Ganze im starken Vakuum untergebracht ist. Infolge ihrer Konstruktion wird bei dieser Röhre nach Erwärmung durch die Kathode eine Ionisierung des Raumes des Oszillators aufrecht erhalten und damit eine Zündung des Lichtbogens gesichert.

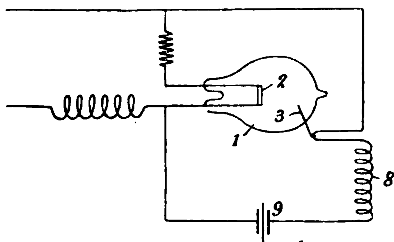


Fig. 1.

In der französischen Patentschrift Nr. 385877 schlägt derselbe Erfinder vor, in den Speisestromkreis des Duddellschen Schwingungskreises besondere Zusatzwiderstände einzuschalten, die die Eigenschaft haben, ihren Widerstand zu vergrößern, wenn die Stromstärke in ihnen geringer wird und umgekehrt. Als Widerstände dieser Art verwendet er Lichtbögen, Quecksilberdampflampen und Ventilröhren. Dieser Zusatzwiderstand im Speisestromkreis hat den Zweck, die Schwingungen im eigentlichen Schwingungskreis energischer zu gestalten. Das folgende französische Patent Nr. 385878 desselben Erfinders betrifft gleichfalls die Erzeugung elektrischer Schwingungen. Es soll dabei ein von einem Wechselstromerreger (Lichtbogen im Duddellkreise) erzeugter Wechselstrom, der eine zur Fernübertragung unzureichende, aber oberhalb der Gehörgrenze liegende Frequenz besitzt, über einen Transformator in einen zweiten Schwingungskreis geschickt werden, der ebenfalls einen Oszillator enthält. Er beabsichtigt mit Hilfe dieser Schaltung eine teilweise Überdeckung der verschiedenen Entladungen in dem zweiten Schwingungskreise zu erzielen.

Die französische Patentschrift Nr. 385870 von Fessenden betrifft eine Lichtbogenanordnung mit gekühlten Metallelektroden und einer ebenfalls gekühlten Zwischenelektrode. Die einander zugekehrten Flächen dieser Elektroden sind kugelförmig (konvex) gestaltet, und zwar sollen die einander nächsten Punkte der Oberflächen dieser Elektroden eine geringere Entfernung voneinander haben, als die bekannte kritische Zone beträgt, während die Ränder der Elektroden weiter voneinander abstehen, als diese kritische Entfernung beträgt. Der Lichtbogenüber-

gang soll dann stets an solchen Punkten stattfinden, deren Entfernung voneinander der kritischen Zone bei dem jeweiligen Gasdruck und der verwendeten Spannung beträgt. Auch Fessenden schlägt vor, Platin, Iridium oder Aluminium als Elektrodenmaterial zu verwenden und die Oberflächen der Elektroden mit Oxyden von Calcium, Baryum, Strontium o. dgl. zu überziehen. Das die Elektroden umgebende Gehäuse will er mit Helium, Argon usw. füllen.

Birkeland beschreibt in der französischen Patentschrift Nr. 384870 einen ähnlich wie bei der bekannten Anordnung von Rein (vgl. dessen Deutsche Patentschrift Nr. 199489) unter der Einwirkung eines radialen Magnetfeldes rotierenden Lichtbogen zwischen kreisringförmigen, einander parallelen und wassergekühlten Elektroden, sowie einige andere Lichtbogenanordnungen, bei denen die magnetischen Kraftlinien senkrecht (transversal) oder parallel zum Lichtbogen verlaufen. Außerdem soll der Lichtbogen unter Wasser oder in anderen Flüssigkeiten brennen. Weiterhin beschreibt er die Anwendung auf Radiotelephonie.

Die französische Patentschrift Nr. 381345 bzw. die britischen Patentschriften Nr. 539 vom Jahre 1907 und Nr. 7041 vom Jahre 1908 von Ruhmer betreffen dessen bereits aus seiner Deutschen Patentschrift Nr. 191834 bekannte Vorrichtung, um die Länge eines elektrischen Lichtbogens dauernd konstant zu erhalten, bei welcher eine oder zwei draht- oder rohrförmige Elektroden von großer Länge in einer zum Lichtbogen senkrechten Richtung bewegt werden. Die Metalldrähte können runden oder eckigen Querschnitt besitzen, und ein Luft- oder Magnetgebläse dient zur Verhütung des Mitwanderns vom Lichtbogen mit der bewegten Elektrode.

Die britischen Patentschriften Nr. 4593, 8462 und 8463 vom Jahre 1907 (=franz. Patent Nr. 382173 und 382174) betreffen die in der letzten Zeit in mehreren technischen Zeitschriften beschriebenen neueren Anordnungen von Marconi, bei denen der Funkenübergang zwischen sehr schnell rotierenden Scheiben erfolgt, die entweder glatte Umfangsflächen besitzen oder mit vorspringenden Nasen oder Einschnitten versehen sein können. Marconi beschreibt mehrere verschiedene Ausführungsformen dieser Funkenstrecke; entweder verwendet er zwei, mit ihren Rändern sehr dicht aneinander gerückte Metallscheiben oder zwischen diesen eine dritte Metallscheibe; außerdem gibt er verschiedene mögliche Schaltungsarten mit einem einzigen oder mit mehreren sich abwechselnd entladenden Kondensatoren an.

Im Gegensatz zu diesen Anordnungen, bei denen die Scheiben sich sehr nahe gegenüberstehen, sich immerhin aber nicht berühren,

steht eine andere Anordnung zur Erzeugung elektrischer Schwingungen von Brown, die er unter anderem in der britischen Patentschrift Nr. 226 vom Jahre 1906 und in einer Notiz in der Zeitschrift „The Electrician" (London) Band 58, Seite 201 beschreibt. Er verwendet dabei, wie aus der Fig. 2 ersichtlich ist, eine Metallscheibe W, zweck-

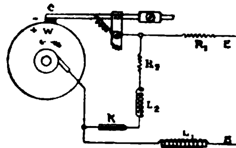


Fig. 2.

mäßig aus Aluminium, die er in langsame Umdrehungen versetzt; diese Aluminiumscheibe bildet die positive Elektrode. Als negative Elektrode dient ein Kupferblock C, welcher auf dem Umfange der Scheibe mit leichtem Druck aufliegt und mit dieser einen „schwimmenden" Kontakt bildet. An diese Elektroden wird eine Gleichstromspannung E von 200 Volt gelegt, unter Zwischenschaltung eines Widerstandes R_1 und einer großen Selbstinduktion L_1, und parallel dazu wird ein Kondensator K und eine Selbstinduktion L_2 geschaltet. Wenn bei dieser Anordnung die Scheibe in Umdrehungen versetzt wird, treten in dem Schwingungskreise $K\,L_2\,C\,W$ elektrische Schwingungen auf.

Die Wirkungsweise dieser Einrichtung könnte man sich vielleicht auf folgende Weise erklären: Auf der Scheibe W bildet sich, worauf auch schon Brown hinweist, bald eine mehr oder weniger gut isolierende Schicht, vielleicht von Oxyden, oder von anderen Substanzen. Diese Schicht vermag der angelegten Spannung nicht standzuhalten und wird von ihr bald durchschlagen. Wenn sich aber unterdessen die Scheibe dreht, so kommt an Stelle der durchschlagene Stelle der Isolierschicht eine neue, noch nicht durchbrochenen Stelle, die ihrerseits erst durchschlagen wird, wenn die Speisespannung, die vorher vermöge des Spannungsabfalles gesunken war, wieder angestiegen ist. Brown behauptet, gute Erfolge mit der beschriebenen Anordnung erzielt zu haben. Bei Verwendung höherer Spannungen als 200 Volt schaltet er zwei oder mehr derartiger Anordnungen hintereinander.

In der genannten britischen Patentschrift Nr. 226 vom Jahre 1906 beschreibt er ferner Lichtbogenanordnungen in Duddellscher Schaltung mit Metallelektroden und Kühlung durch aufgesetzte Metallrippen und durch Windgebläse, sowie ferner den Ersatz dieser Anordnungen durch

einen Wehneltschen elektrolytischen Stromunterbrecher, der unmittelbar an Stelle der Funkenstrecke bzw. des Lichtbogens in den Schwingungskreis eingeschaltet werden soll. Ferner beschreibt Brown a. a. O. einige

2. Schaltungen zur drahtlosen Telephonie,

und zwar will er die Schwingungen den zu übertragenden Lauten entsprechend beeinflussen:

a) durch direkte Einschaltung eines Mikrophons in den Hochfrequenzschwingungskreis,
b) durch ein sogenanntes Dolbearsches elektrostatisches Telephon, d. h. einen Kondensator mit einer als Sprechmembran ausgebildeten Belegung, der parallel zum Kondensator im Schwingungskreis geschaltet wird, und
c) durch eine Anordnung zweier gegeneinander beweglicher Selbstinduktionsspulen im Schwingungskreise, die durch eine Sprechmembran gegeneinander gedreht werden, so daß sich deren Selbstinduktion entsprechend den Sprechlauten ändert.

Das britische Patent Nr. 26530 vom Jahre 1907 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie in Berlin betrifft ebenfalls Sender- und Empfängerschaltungen für drahtlose Telephonie. Beim Sender ist der Erregerkreis (Schwingungskreis) mit dem Antennensystem mit einem Koppelungsgrad von weniger als 3 % gekoppelt. Die Beeinflussung der Schwingungen entsprechend den zu übertragenden Lauten erfolgt durch einen eng mit dem Antennensystem gekoppelten Tertiärkreis mit Mikrophon (ohne Stromquelle); auf der Empfangsstation wird ein integrierender Detektor verwendet, der entweder direkt in den Antennenkreis eingeschaltet ist oder in einem Sekundärkreis mit möglichst fester Koppelung liegt.

Ruhmer verwendet in der britischen Patentschrift Nr. 3215 vom Jahre 1907 (= franz. Patent Nr. 386811) für die Zwecke der drahtlosen Telephonie einen elektrischen Lichtbogen hoher Spannung, den er im Rhythmus der zu übertragenden Laute in den aktiven und den inaktiven Zustand versetzt. Dies soll dadurch geschehen, daß entweder die Intensität des Speisestromes durch Überlagerung von Mikrophonströmen verstärkt bzw. geschwächt wird, oder dadurch, daß der Lichtbogen unmittelbar durch einen im Mikrophonstromkreise liegenden Blaseelektromagneten beeinflußt wird.

Auch Steinacker und Plisnier in Fiume wollen nach der britischen Patentschrift 5853 vom Jahre 1907 den Schwingungserzeuger

durch ein transversales Feld eines Elektromagneten im Mikrophonstromkreis beeinflussen, verwenden aber an Stelle eines Lichtbogens eine Cooper-Hewitt-Quecksilberdampflampe. Weitere Telephonieschaltungen, die sie beschreiben, sind: Parallelschaltung des Mikrophones zur Selbstinduktion des Schwingungskreises (Schaltung von Campos, Anwendung des von Mizuno gefundenen Gesetzes), sowie Einschaltung eines Kondensators vor diese Selbstinduktion.

Ferner ist zu erwähnen die amerikanische Patentschrift Nr. 890451 von Poulsen, die in der Hauptsache denselben Gegenstand betrifft wie seine Deutsche Patentschrift Nr. 201556. Poulsen verwendet bei diesen Lichtbogenanordnungen Kupfer als Material sowohl für die

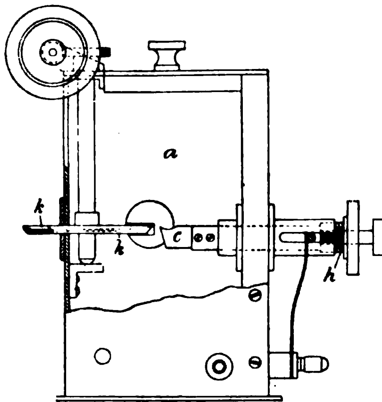


Fig. 3.

Anode als auch für die Kathode, an Stelle der sonst hierzu verwendeten Kohle, weil Metallelektroden besser ihre Form behalten als Kohleelektroden, was oft für die Stabilität des Lichtbogens von großer Wichtigkeit ist, und weil Metallelektroden besser die Wärme vom Lichtbogen ableiten. Die Oberfläche der einen oder beider Elektroden überzieht er nun mit einer dünnen Schicht eines Stoffes, der einen günstigen Einfluß auf die Stabilität der von dem Generator erzeugten Schwingungen ausübt und das eigentliche Elektrodenmaterial bildet. Diese Schicht soll in dem Maße, in dem sie durch die Einwirkung des Lichtbogens verzehrt wird, erneuert werden. Kohlenstoff z. B. in Form einer Rußschicht ist zur Bildung der dünnen Schicht besonders geeignet, auch kann eine dünne Schicht Tusche mit Hilfe eines Pinsels zu dem gleichen Zwecke aufgetragen werden; eventuell kann auch auf

indirektem Wege eine ähnliche Wirkung erzielt werden, indem eine Schicht von Öl oder einem anderen kohlenstoffhaltigen Stoff aufgetragen wird, der vom Lichtbogen zersetzt wird und eine dünne Kohleschicht hinterläßt. Fig. 3 stellt eine Seitenansicht in teilweisem Schnitt und Fig. 4 eine Oberansicht nach Entfernung des Deckels dar; die eine

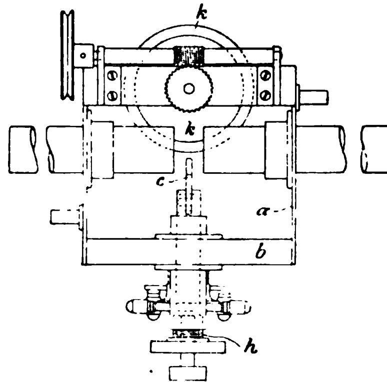


Fig. 4.

Elektrode *c* ist mittels einer einstellbaren Muffe *h* verstellbar und achsial beweglich angeordnet; die andere Elektrode besteht aus einer rotierenden Kupferscheibe *k*, die mittels einer geeigneten Transmission gedreht werden kann und durch die eine Wand des Kastens *a* gasdicht geführt ist. Auf demjenigen Teil der rotierenden Elektrode *k*, der

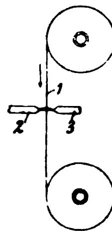


Fig. 5.

sich außerhalb des Kastens befindet, kann nun in der oben beschriebenen Weise (z. B. mittels einer rußenden Flamme) der Überzug aufgetragen werden, eventuell auch auf elektrolytischem Wege ein Metallüberzug (z. B. aus Nickel) oder ein Antimonüberzug (mittels einer

Antimonwasserstoffflamme). Durch Bürsten oder ein endloses Band kann derjenige Teil der Elektrode, der den Bogen passiert hat, gereinigt werden, bevor neues Elektrodenmaterial aufgetragen wird. Auch auf eine Zwischenelektrode (in Form eines endlosen Bandes, vgl. Fig. 5) kann der Überzug aufgetragen werden. Soll die Anordnung für drahtlose Telegraphie oder Telephonie benutzt werden, so wird der Überzug in Übereinstimmung mit den Signalen, die abgegeben werden sollen, aufgetragen, eventuell (für Schnelltelegraphie) wird der Überzug auf der Elektrode oder der Zwischenelektrode im voraus präpariert.

Bei den in der britischen Patentschrift Nr. 4802 vom Jahre 1907 von Poulsen beschriebenen

3. Senderschaltungen für drahtlose Telegraphie

erfolgt die Zeichengebung durch Kurzschließen eines Dämpfungswiderstandes im Schwingungskreis oder durch Parallelschaltung eines Ohmschen Widerstandes mit vorgeschaltetem Kondensator zu dem Kondensator oder eines Ohmschen Widerstandes zu der primären Koppelungsspule im Schwingungskreise.

In der britischen Patentschrift Nr. 4809 vom Jahre 1907 (= D. R. P. Nr. 198110) schlägt derselbe Erfinder vor, zu dem Schwingungskreise

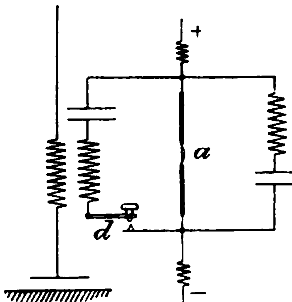


Fig. 6.

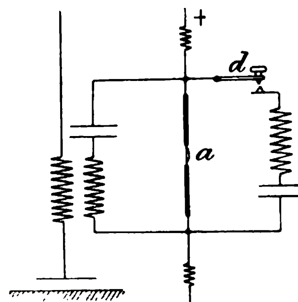


Fig. 7.

der Antenne einen zweiten Schwingungskreis mit einer Schwingungszahl, welche von derjenigen des ersten Schwingungskreises verschieden ist, in Nebenschluß zu schalten. Die Zeichengebung erfolgt dann dadurch, daß derjenige Schwingungskreis, der die niedrigere Schwingungszahl besitzt, periodisch durch den Telegraphentaster *d* geschlossen und geöffnet wird. Fig. 6 und Fig. 7 zeigen zwei beispielsweise Ausfüh-

rungsformen dieser Erfindung. Die Wirkungsweise beruht auf der Tatsache, daß, wenn zwei Schwingungskreise mit verschiedenen Schwingungszahlen zu einem und demselben Lichtbogen *a* parallel geschaltet sind, nur Schwingungen in demjenigen Schwingungskreise entstehen, dessen Schwingungszahl am niedrigsten ist. Wird die Verbindung zwischen diesem und dem Lichtbogen unterbrochen, so werden hierauf Schwingungen in dem zweiten Schwingungskreise auftreten.

Webb (britische Patentschrift Nr. 4333 vom Jahre 1907) gibt die Zeichen durch allmähliche Änderung der vom Luftleiter ausgestrahlten Energie, wodurch das sonst (bei Zeichengebung durch plötzliche Energieänderungen) mögliche Abhören des Anfangs und Endes jedes Zeichens durch das im Empfangstelephon auftretende Knacken verhindert wird. Diese allmählichen Energieänderungen erzielt er durch Änderung der Koppelung am Sender (Verschieben der Koppelungsspulen durch Taster), durch Änderung der Kapazität des Kondensators im Schwingungskreise (Bewegen der einen Belegung gegen die andere durch den Taster), durch Änderung der Selbstinduktion im Schwingungskreise (Drehung einer Spule in einer zweiten konzentrischen Spule mit Hilfe des Tasters) oder endlich allmähliche Änderung der Kapazität bzw. Selbstinduktion in einem Zwischenkoppelungskreise zwischen dem Erregerkreis und dem Luftleitersystem.

Nach der britischen Patentschrift Nr. 1759 vom Jahre 1907 von Raymond-Barker und der Amalgamated Radio Telegraph Co. Ltd. in London soll die Zeichengebung statt durch die üblichen langen und kurzen (Strich-Punkt-)Zeichen durch gleichlange Zeichen von verschiedener Wellenlänge mit Hilfe der durch den Lichtbogen erzeugten ungedämpften Schwingungen erfolgen. Hierdurch soll eine Zeitersparnis von durchschnittlich 80 % gegenüber der Signalgebung durch Morsezeichen erzielt werden. Die Zeichengebung kann mit Hilfe eines perforierten Bandes nach Art der automatischen Transmitter (Delany) bewirkt und dadurch eine Schnelltelegraphie ermöglicht werden. Die Zeichenaufnahme kann mit Hilfe des bekannten Siphonrekorders erfolgen.

4. Empfängerschaltungen.

Poulsens britisches Patent Nr. 4801 vom Jahre 1907 betrifft Anordnungen, bei denen der Empfangsschwingungskreis durch einen periodischen Stromschließer abwechselnd in und außer Resonanz gebracht wird. Hierdurch soll die im Kondensator des Schwingungs-

kreises aufgespeicherte Energie sich plötzlich durch den Wellenanzeiger entladen.

Die Marconi Wireless Telegraph Co. Ltd. und Ch. S. Franklin in London (britische Patentschrift Nr. 12960 vom Jahre 1907) ordnen zwischen Antennensystem und Detektorkreis einen dritten geschlossenen Schwingungskreis an, dessen Abstimmung durch Änderung seiner Kapazität und dessen Koppelungsgrad mit Antennenkreis und Detektorkreis beliebig eingestellt werden kann. Hierdurch sollen Störungen durch dritte Stationen verhindert werden. Die britische Patentschrift Nr. 19274 vom Jahre 1907 von Eisenstein betrifft eine Empfänger-

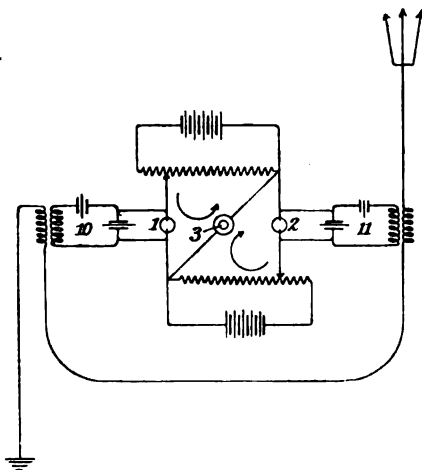


Fig. 8.

schaltung, bei der der Tikker durch eine bewegliche Sekundärspule ersetzt ist, die abwechselnd in das und aus dem Felde einer Primärspule im Empfangsschwingungskreise gebracht wird. Hierdurch werden Unterbrechungsstellen in den Schwingungskreisen vollständig vermieden. Dieselbe Schaltung bildet überdies den Gegenstand der Deutschen Patentschrift Nr. 194819.

Bei der Empfangsschaltung der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie nach der britischen Patentschrift Nr. 26531 vom Jahre 1907 soll die im Schwingungskondensator aufgespeicherte Energie von Zeit zu Zeit als Hochfrequenzentladung und nicht als einfache (aperiodische) Kondensatorentladung dem Wellenempfänger zu-

geführt werden. Parallel zu dem Stromunterbrecher soll ein großer Widerstand geschaltet werden.

Pierce beschreibt in der amerikanischen Patentschrift Nr. 879409 Empfängerschaltungen, bei denen es durch einfaches Umlegen eines Umschalters möglich ist, den Wellenempfänger und seinen Schwingungskreis lose bzw. fest mit dem Antennensystem zu koppeln, wodurch eine leichte Abstimmbarkeit auf unbekannte Wellenlängen und eine scharfe Resonanz bzw. Störungsfreiheit gegenüber Wellen anderer Schwingungszahl erzielt werden kann.

In der französischen Patentschrift Nr. 385876 (= D. R. P. Nr. 198811) beschreibt Eisenstein eine Schaltung für integrierende Detektoren, bei welcher zwecks Ermöglichung einer Depeschenaufnahme auf Morsestreifen eine Anzahl solcher mit besonderen Schwingungskreisen ausgerüsteter Detektoren (1, 10 und 2, 11 in Fig. 8) derart zu einem gemeinsamen Indikatorinstrument (3) eingeschaltet sind, daß letzteres durch die Gesamtwirkung aller Detektoren in Tätigkeit gesetzt wird. Hierdurch werden also die Änderungen in den Stromverhältnissen im Indikatorkreise erheblich größer und somit die Verwendung der infolge ihrer Selbstdekohärierung vorteilhaften integrierenden Detektoren für Registrieraufnahme (Morseschreiber) ermöglicht.

5. Schwingungsanzeiger, Wellendetektoren, Kohärer.

In der neueren ausländischen Patentliteratur sind auffallend viele Patentschriften vertreten, die sich auf die Verwendung bestimmter Materialien bzw. Kombinationen von zwei verschiedenen Materialien beziehen, die, als Kontaktkörper für wellenempfindliche Kontaktstellen verwendet, thermoelektrische, elektrolytische, unipolare o. dgl. Eigenschaften (Leitvermögen lediglich in einer bestimmten Richtung nach Art der bekannten Unipolarzellen) besitzen.

Hierher gehören z. B. die Anordnungen von Austin (französische Patentschrift Nr. 374846 und Nr. 378242 bzw. amerikanische Patentschrift Nr. 846081), der als Thermoelementkombinationen Kontakte zwischen Tellur und Aluminium, und zwischen Tellur und Silicium verwendet, und zwar entweder als ruhende Kontakte, oder indem er den einen Kontaktkörper der Thermokombination, z. B. das Aluminiumstück, durch ein Uhrwerk beständig in Umdrehung versetzt. Als Grund hierfür gibt er in einem Aufsatze in der Phys. Ztschr. **8**, 600 an, daß der ständig wechselnde Berührungspunkt die Bedingungen mehr konstant hält und außerdem die Notwendigkeit einer Wieder-

einstellung, selbst wenn schwere atmosphärische Entladungen hindurchgegangen sind, beseitigt wird. In einem zweiten Aufsatz in der Phys. Ztschr. **9**, 253 führt er weitere Materialien, die für den genannten Zweck geeignet sind, an, doch glaubt er, daß nicht oder nicht nur thermoelektrische Erscheinungen eine Rolle dabei spielen, sondern daß auch andere Eigenschaften, z. B. ein unipolares Leitvermögen, die Wirkung hervorrufen und beeinflussen.

Dunwoody schlägt in der amerikanischen Patentschrift Nr. 837616 die Verwendung von kristallinischer Siliciumkohle, d. h. der unter dem Namen „Karborundum" bekannten chemischen Verbindung von Kohlenstoff und Silicium als wellenempfindliches Material vor. Den gleichen Gegenstand betrifft seine Deutsche Patentschrift Nr. 201552.

In der amerikanischen Patentschrift Nr. 854813 schlägt derselbe Erfinder die Verwendung von Magnetit (Fe_3O_4) in der in der Natur vorkommenden kristallinischen Form für den gleichen Zweck vor, und zwar entweder in Berührung mit Metalldrähten, oder mit einer Spitze in eine Flüssigkeit in einem Gefäße eintauchend. Als geeignete Flüssigkeiten gibt er Quecksilber, Säuren oder Alkalilösungen an.

Pickard nennt als wellenempfindliche Substanzen Silicium in Berührung mit Metallen (amerikanische Patente Nr. 836531 und Nr. 877451), ferner Metalldrähte (z. B. Kupferdraht), die in gesättigte Lösungen eines Salzes desselben Metalles (z. B. $CuSO_4$-Lösung) eintauchen (amerikanisches Patent Nr. 845316), und Zinkoxyd in Stückform (amerikanische Patentschrift Nr. 886154), welches er auf künstlichem Wege bei außerordentlich hohen Temperaturen, z. B. im elektrischen Lichtbogen herstellen will; ein solches Stück Zinkoxyd bricht er entzwei und benutzt die Bruchflächen als Kontaktflächen. Während er in den oben genannten Patentschriften das Silicium mit rauher Oberfläche (Bruchfläche) verwendete, will er in der amerikanischen Patentschrift Nr. 888191 die Kontaktfläche des Siliciums polieren; auf dieser polierten Fläche ruht als anderes Kontaktstück ein zugespitztes Stück Messing mit der Spitze auf und bildet so den wellenempfindlichen Kontakt mit kleiner Berührungsfläche.

Ein weiterer Erfinder auf diesem Gebiete ist Pierce. In den amerikanischen Patentschriften Nr. 879061, Nr. 879062 und Nr. 879117 schlägt er als Gleichrichter (Kontakte mit unipolarer Leitfähigkeit, außer Karborundum Molybdänit (Molybdänglanz MoS_2), Hessit (Tellursilber), Brookit (Titanoxyd, TiO_2), Hämatit (Eisenglanz, Roteisenerz, Fe_2O_3), Pyrolusit, Psilomelan und andere oxydische und sulfidische Mineralien (Erze) vor. Das Titanoxyd (TiO_2) will er entweder in Form der natür-

lichen Kristalle (Brookit, Octahedrit, Anatas) verwenden, oder in der künstlich aus metallischem Titan in der Gebläselampe erzeugten Form. Statt Silbertellurid will er auch Goldtellurid nehmen. Bei dieser Gelegenheit kann noch darauf hingewiesen werden, daß einige der oben genannten Mineralien (z. B. Pyrolusit, Psilomelan, Kiese und Glanze) bereits in der Deutschen Patentschrift Nr. 178871 (= britische Patentschrift Nr. 8659 vom Jahre 1906) der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie als für wellenempfindliche Kontaktstellen geeignet bezeichnet worden sind.

In der letzten Zeit ist überdies ein Aufsatz von Tissot[1]) in Comptes Rendus vom 6. Juli 1908 (Band 147, Seite 37) erschienen, in welchem er über seine Untersuchungen mit ähnlichen Mineralien als wellenempfindliche Kontakstelle berichtet; er schließt aus den Ergebnissen seiner Versuche, daß die Wirkung dieser Kontaktstellen auf thermoelektrischen Erscheinungen beruhen muß und nicht auf der Erscheinung einer einseitigen Leitfähigkeit des verwendeten Minerals, eines neuen Phänomens, dessen Existenz schon an sich wenig wahrscheinlich sei. Auch er nennt eine große Reihe von Mineralien, die für diese Zwecke geeignet sind. In einer Sitzung der Royal Society in London hat überdies, wie aus einer Notiz in El. World vom 27. Juni 1908 (Seite 1371) hervorgeht, L. H. Walter[2]) über einen Detektor berichtet, der aus einem Tantaldraht bestand, welcher mit seiner Spitze in Quecksilber in einem Fläschchen eintauchte. Mit diesem Detektor erzielte er lautere Töne als mit einem elektrolytischen Detektor.

Gleichfalls thermoelektrische Detektoren betreffen die britischen Patentschriften Nr. 19794 und Nr. 21408 vom Jahre 1907 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie. In der erstgenannten werden zahlreiche Ausführungsformen beschrieben, deren gemeinsames Merkmal in der Erhitzung der einen Elektrode mittels einer äußeren Wärmequelle, z. B. einer Flamme, besteht. Als Elektroden werden oxydierte Metalle verwendet, beispielsweise eine in einer Flamme oxydierte Kupferplatte in Berührung mit einem Platindraht. Die oxydierte Elektrode wird durch die Flamme erhitzt und erzeugt im Verein mit der anderen Elektrode einen Thermostrom, dessen Stärke sich unter der Einwirkung der elektrischen Wellen ändert. Bei der an zweiter Stelle genannten Patentschrift fällt die äußere Wärmequelle fort, da die Wirkung auch ohne sie eintritt.

Gleichfalls oxydierte Metallflächen in Berührung mit nicht oxy-

1) Vgl. vorliegendes Heft des Jahrbuches S. 115.
2) Vgl. vorliegendes Heft des Jahrbuches S. 120.

dierten Metallflächen als Wellendetektoren werden in der amerikanischen Patentschrift Nr. 889792 beschrieben, doch wird dort die Wirkung wieder auf die asymmetrische Leitfähigkeit zurückgeführt. Die Zeichenaufnahme geschieht entweder mittels Telephons oder mittels eines Siphonrekorders.

Eine weitere Ausbildung seines bekannten Audionempfängers beschreibt L. de Forest in der amerikanischen Patentschrift Nr. 879532. Das wesentliche Moment gegenüber seinen früheren Ausführungen besteht darin, daß innerhalb des evakuierten Glasgefäßes drei Elektroden eingeschlossen sind, von denen die eine durch eine Ortsstromquelle erhitzt wird und den Raum ionisiert. Diese und die zweite (mittlere) Elektrode sind an den Empfangsschwingungskreis angeschlossen, während letztere und die dritte an den das Empfangsinstrument und eine Batterie enthaltenden Empfängerstromkreis angeschlossen sind. Beim Eintreffen elektrischer Wellen wird die Ionisierung des Vakuums verstärkt und ein Stromübergang im Empfängerstromkreis (zwischen der mittleren und der dritten Elektrode) ermöglicht und dadurch das Anzeigeinstrument in Tätigkeit gesetzt. Die Teilung der Elektroden in drei scheint den Zweck zu haben, einen schädlichen Nebenweg (Shunt) für die elektrischen Schwingungen zu vermeiden. Eine ganz ähnliche Schaltung betrifft auch die amerikanische Patentschrift Nr. 884110 von Stone und Cabot.

In der amerikanischen Patentschrift Nr. 889791 will Kitsee durch die eintreffenden elektrischen Schwingungen ein explosibles Gasgemisch zur Entzündung bringen, um durch Abschleudern eines im Scharnier beweglichen Deckels einen Ortsstromkreis zu schließen. Die elektrischen Schwingungen lösen auch hier lediglich den Stromübergang einer Ortsstromquelle zwischen besonderen Elektroden aus.

Die amerikanische Patentschrift Nr. 883241 von Sargent betrifft einen selbstdekohärierenden Kohärer, dessen wirksame Füllung aus einer mechanischen Mischung feiner Zink- und Kohleteilchen besteht; er beschreibt ausführlich den Bau dieses Kohärers, der Elektroden usw.

Gleichfalls einen selbstentfrittenden unvollkommenen Kontakt für wellentelegraphische Zwecke beschreibt Wildman in der amerikanischen Patentschrift Nr. 883437. Er verwendet einen Kontakt zwischen einer Silberplatte und einer Kohlen- bzw. Platinspitze unter Öl.

Endlich mag hier noch erwähnt werden der Kohärer von A. Muirhead in der britischen Patentschrift Nr. 2283 vom Jahre 1907; dort stehen die wirksamen Teile unter dem hydrostatischen Drucke einer Säule einer schweren und viskosen Flüssigkeit.

6. Hilfseinrichtungen für drahtlose Telegraphie; Luftleiterkonstruktion u. dgl.

In der britischen Patentschrift Nr. 4710 vom Jahre 1907 beschreibt Fessenden mehrere Luftleiteranordnungen. Die eine in Fig. 9 dargestellte Ausführung bildet zugleich den Gegenstand seines Deutschen Patentes Nr. 201551. Bei diesem Luftleiter ist das Traggerüst, z. B. ein hohlzylindrischer stählerner Mast oder wie in der Figur ein aus Gitterwerk hergestellter Turm 1, von der Erde isoliert und dient zur Ausstrahlung bzw. Auffangung der Wellen und bildet somit selbst die Antenne oder einen Teil davon. Die Erfindung besteht nun darin, daß das Traggerüst auf induktivem Wege durch Anwendung von lose aufgesetzten d. h. mit dem zu isolierenden Maste bzw. mit den durchgehenden Metallseilen nicht fest verbundenen, aus feinem Eisendraht (z. B. Nr. 40 B & S) bestehenden Spulen von der Erde isoliert ist.

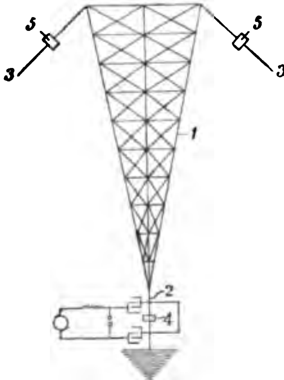


Fig. 9.

Diese Art der Isolierung soll den Vorteil haben, daß sie die Einschaltung von Isolatoren oder Drosselspulen, welche die Herstellung wesentlich verteuert und die Stärke und Widerstandsfähigkeit gegen mechanische Beanspruchung verringert, ganz vermeidet. In Fig. 9 bedeutet 2 den stählernen Tragmast und 3 die metallenen durchgehenden Halteseile; 4 und 5 sind Eisendrahtspulen, die den Mast 2 bzw. die Tragseile 3 umschließen. Diese Spulen nehmen also an der Übertragung mechanischer Kräfte durch die Spannseile oder den Tragmast keinen Anteil und wirken rein induktiv durch Erhöhung der Impedanz.

Um eine Vergrößerung der Wellenlänge eines Luftleiters ohne schädlichen Einfluß auf die Reichweite zu erreichen, schlägt Eisenstein in seiner französischen Patentschrift Nr. 385874 vor, am oberen Ende der Antenne unmittelbar unterhalb der bekannten Zusatzkapazität in Form einer Metallplatte eine Selbstinduktion in Gestalt einer Drahtspirale einzuschalten.

Zum Schluß möge noch die französische Patentschrift Nr. 385373 von Gaiffe erwähnt werden. Diese betrifft eine besondere Konstruktion eines Transformators zur Erzeugung elektrischer Wellen. Der Eisenkern dieses Transformators ist ⊟förmig gestaltet. Auf dem mittleren Eisensteg ist die Primärspule aufgebracht, während die Sekundärspule auf dem unteren Eisensteg sitzt. Der obere Eisensteg besitzt einen in seiner Länge regelbaren und einstellbaren Luftspalt

und bildet einen magnetischen Nebenschluß, dessen Reluktanz entweder von vornherein geeignet bemessen ist oder während des Betriebes in geeigneter Weise geregelt werden kann. Der Zweck dieser Bauart soll darin bestehen, die sonst bei Kurzschlüssen (z. B. infolge Lichtbogenbildung an den Elektroden der Funkenstrecke u. dgl.) auftretenden Beschädigungen zu vermeiden. (Eingesandt 5. September 1908.)

Briefe an die Redaktion.[1])

(Für die Veröffentlichungen in dieser Rubrik übernimmt die Redaktion keinerlei Verantwortung.)

— — — — — — — — — — — — — —

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

Wissen und Können. Sammlung von Einzelschriften aus reiner und angewandter Wissenschaft herausgegeben von Prof. Dr. B. Weinstein, Charlottenburg.

Band 2: Hennig, Richard, Die älteste Entwicklung der Telegraphie und Telephonie. VIII, 199 S. Mit 61 Abb. Geb. M. 4.—

Band 4: Nairz, O., Die Radio-Telegraphie. Gemeinverständlich dargestellt. VIII, 271 S. Mit 154 Abb. 1908. Geb. M. 5.—

Righi, Augusto, Die Bewegung der Ionen bei der elektrischen Entladung. Deutsch von Dr. Max Iklé. 70 S. mit 3 teils farbigen Tafeln und 12 Figuren im Text. 1907. Kart. M. 2.—

— Neuere Anschauungen über die Struktur der Materie, Vortrag, gehalten zu Parma am 25. Oktober 1907. Autorisierte Übersetzung von Dr. Felix Fraenkel, Heidelberg. 56 S. 1908. Kart. M. 1.40

— Die moderne Theorie der physikalischen Erscheinungen. (Radioaktivität, Ionen, Elektronen.) Aus dem Italienischen übersetzt von B. Dessau, außerordentlichem Professor an der Universität Perugia. 2. Aufl. VIII, 253 S. mit 21 Abb. 1908. Geb. M. 4.80

Monckton, C. C. F., Radio-Telegraphy. XVII u. 272 S. 173 Fig. London, Archibald Constable & Co. Ltd. 6 sh. net.

Literaturverzeichnis.

Abraham, Henri u. Carpentier, J., C. R. **146**, 1371, 1908. Sur un nouveau rhéographe destiné à la projection des courbes de courants alternatifs.

Almy, J. E., Phys. Ztschr. **9**, 498, 1908. Minimum-Funkenpotentiale.

Armagnat, H., Revue sc. Nr. 3 (2er sem.), 65, 1908. La téléphonie sans fil.

Athanasiadis, G., C. R. **147**, 304, 1908. Arc électrique entre une électrode solide et un liquide (vgl. Ref. in Elektrot. Ztschr. **29**, 873, 1908.

---

1) Mehrfach geäußerten Wünschen entsprechend haben wir uns entschlossen, fernerhin ständig diese Rubrik zu führen. Die Redaktion.

Austin, L. W., Elektrot. Ztschr. **29**, 678, 1908. Ref. über Electr. Eng. **2**, 133, 1907 (vgl. Jahrb. **1**, 315, 1908). Schwingungen hoher Wechselzahl bei der elektr. Bogenlampe.

Barrecca, P., Ann. Phys. Beibl. **32**, 755, 1908. Referat (s. Jahrb. **1**, 453, 1908). Die Arbeiten mit dem Poulsenschen Lichtbogengenerator.

Beathie, Robert, Electrician **61**, 531, 1908. On some methods of measuring capacity with alternating currents of complex wave form.

Bellini, E. u. Tosi, A., Electrical World **52**, 98, 1908 (s. Jahrb. **1**, 598, 1908 u. La Lum. él. **30**, 365, 1908). Directive Wireless Telegraphy.

Bjerkness, V., Arkiv för Mat. Astron. och Fys. **4**, Nr. 3, 1908. Versuch einer mechanischen Deutung der Maxwellschen Gleichungen.

Bragstadt, O. S. u. Liska, J., Elektrot. Ztschr. **29**, 713, 1908. Bestimmung des Magnetisierungsstromes bei Wechselstrom.

Branly, E., C. R. **147**, 185, 1908. Appareil de sécurité contre des étincelles perturbatrices ininterrompues, en télémecanique sans fil.

— Elektrot. Ztschr. **29**, 843, 1908 (Ref.). Branlys drahtloses Fernschaltesystem.

Braun, F., Electrician **61**, 571, 1908 (vgl. ebenda S. 593, 692, A. Tosi). Experiments on a directive system of wireless telegraphy.

Bron, A., s. Guye, C. E.

Burstyn, Walter u. Leiser, Richard, Elektrot. Ztschr. **29**, 834, 1908. Versuche und Meßverfahren mit kontinuierlichen Schwingungen.

Campbell, A., Ztschr. für Instrumentenkunde **28**, 222, 1908 (s. Jahrb. **1**, 454, 1908). Über den Gebrauch einer veränderbaren gegenseitigen Induktion.

— Coll. res. Nat. Phys. Lab. **4**, 213, 1908. On a standard of mutual inductance.

— Coll. res. Nat. Phys. Lab. **4**, 239, 1908. Inductance measurements.

— Coll. res. Nat. Phys. Lab. **4**, 223, 1908. On the use of variable mutual inductances.

— Coll. res. Nat. Phys. Lab. **4**, 201, 1908. On the measurement of mutual inductance by the aid of a vibration galvanometer.

Campos, G., Ann. Phys. Beibl. **32**, 755, 1908. (Referat vgl. Jahrb. **1**, 454, 1908.) Einige mögliche Verbesserungen des Duddelschen Kreises und ihre Anwendung auf die drahtlose Telegraphie und Telephonie.

Cantone, M., Journ. de Phys. **7**, (4) 664, 1908. (Ref. R. Acc. d. Sc. di Napoli, Dezember 1906.) Sur les variations de résistance dans le champ magnétique.

Carpentier, J., s. Abraham, H.

Cathiard, A., Ann. Phys. Beibl. **32**, 808, 1908 über C. R. **146**, 20, 229, 1908. Verwendung von Flammen als Ventile für hochgespannte Wechselströme.

Corbino, O. M., Phys. Ztschr. **9**, 408, 1908 (vgl. auch Ref. in La Lum. él. **30**, 212, 1908). Eine Anordnung zur Erzeugung praktisch konstanten hochgespannten Gleichstromes.

— Phys. Ztschr. **9**, 411, 1908. Die im Induktionsfunken übergehende Elektrizitätsmenge und dessen sogenannter Widerstand.

Diesselhorst, H., Elektrot. Ztschr. **29**, 723, 1908. Frequenzmessungen und Analyse elektrischer Schwingungen für drahtlose Telegraphie.

— Ber. d. D. Phys. Ges. **6**, 546, 1908. Erzeugung phasenverschobener Hochfrequenzströme.

Duddell, W., Phil. Mag. **16**, 340, 1908. Short spark phenomena.

Durand, C. L., Ann. Phys. Beibl. **32**, 753, 1908. (Ref. über Electr. Rev. **52**, 347, 1908.) Die neue Eifelturmstation für drahtlose Telegraphie.

Eggers, F., Versuche mit wenig gedämpften kurzen elektr. Wellen. Diss. Greifswald 1907.

Einstein, A. u. Laub, J., Ann. Phys. **26**, 532, 1908. Über die elektromagnetischen Grundgleichungen für bewegte Körper.

— — Ann. Phys. **26**, 541, 1908. Über die im elektromagnetischen Felde auf ruhende Körper ausgeübten ponderomotorischen Kräfte.

Feddersen, W. (herausgegeben von Th. des Courdes). Entladung der Leidener Flasche, intermittierende, kontinuierliche, oszillatorische Entladung und dabei geltende Gesetze. Abhandlungen 1857—1866. Leipzig (Ostwalds Klass. Nr. 166) 1908.

Feldmann, C., Elektrot. Ztschr. **29**, 605, 629, 645, 671, 691, 1908. Ursache, Wirkung und Bekämpfung von Überspannungen.

Fessenden, R. A., Elektrot. Ztschr. **29**, 599, 1908. Ref. über „Die internationale Regelung der Funkentelegraphie".

— Electrician **61**, 441, 1908. Portable type of high frequency alternator (for use in wireless telegraphy).

— Electrician **61**, 650, 1908. The predetermination of the radiation resistance of antennae.

— Proc. of the Americ. Inst. of el. Eng. **27**, 1283, 1908. Wireless telephony.

Fischer, C., Verh. D. Phys. Ges. **6**, 366, 1908. Elektrische Kraftfelder in nächster Umgebung von Antennen.

Fleming, J. A., Elektrot. Ztschr. **29**, 618, 1908 (Ref. über Electrician **60**, 406, 440, 1908; vgl. Jahrb. **1**, 455, 1908). Die Strahlungsenergie geschlossener Schwingungskreise.

Galetti, R. C., La Lum. él. **30**, 82, 1908 (Ref. über L'Electricista 15. April 1908). Oscillations électriques entretenues à haute tension.

Gans, Richard, Einführung in die Theorie des Magnetismus. Leipzig 1908.

Gáti, Béla, E. u. M. Heft 13, 1908. Die Messung dielektrischer Widerstände mittels des Barretters.

— Ztschr. für Schwachstromtechnik Heft 11, 1908. Dämpfungsmessungen bei Telephonströmen.

— Ztschr. für Schwachstromtechnik Heft 4, 1908. Über Selbstlaut-Mikrophon-Oszillogamme.

— Elektrot. Ztschr. Heft 25, 1908. Ausrüstung der Fernsprechleitung Wien-Lemberg mit Pupinspulen.

Glatzel, Br., Verh. D. Phys. Ges. **6**, 464, 1908. Das Verhalten der Quecksilberfunkenstrecke bei verschiedenen Entladespannungen und Koppelungen.

Gowdy, Clyde, R. C., s. Ives, James, E.

Gradenwitz, A., Helios **14**, 267, 1908. Das Duddellsche Thermo-Amperemeter.

Graffigny, H. de, Construction pratique et applications des bobines d'induction dites de Ruhmkorff. Paris 1908.

Grau, A. u. Russ, F., Ann. Phys. Beibl. **32**, 808, 1908 (Ref. über Phys. Ztschr. **9**, 107, 1908). Über die Potentialdifferenz des Gleichstromlichtbogens zwischen Metallelektroden.

Guarini, Emile, Le passé, le présent et l'avenir de la télégraphie sans fil. Paris 1908.

Guye, C. E. u. Bron, A., Arch. d. sc. **25**, 549, 1908. Différence de potentiel et stabilité de l'arc alternatif entre métaux.

Guye, C. E. u. Bron, A., C. R. 147, 49, 1908 (vgl. Electrician 61, 764, 1908). La stabilité de l'arc alternatif, fonction du poids atomique des métaux-électrodes.

Hemsalech, G. A., C. R. 146, 1093, 1908 (vgl. La Lum. él. 30, 116, 1908). Sur l'éxistence et l'origine des harmoniques dans l'étincelle de self-induction.

Hennig, Richard, Die Entwicklung der Telegraphie und Telephonie. VIII, 199 S. mit 61 Abb. Leipzig 1908. (Sammlung „Wissen und Können".)

Heydweiller, A., Ann. Phys. 26, 1019, 1908. Über den Induktionsfunken und seine Wirkungsweise.

Hill, B. V., Electrician 61, 718, 1908. The variation of apparent copacity of a condenser with the time of discharge and the variation of capacity with frequency in alternating current measurements.

Hogan, John, L. jr. Electric World 52, 190, 1908 (vgl. Ref. in Elektrot. Ztschr. 29, 814, 1908). Methods of wireless tuning.

Jaumann, G., S. A. Wien. Ber. 117 (2a), 379, 1908. Elektromagnetische Theorie.

Ives, James, E. u. **Gowdy, Clyde**, R. E. Science (N. S.) 27, 614, 1908 u. Electrician 61, 524, 1908. On the absorption of short electric waves by air at different pressures.

Kiebitz, F., Verh. D. Phys. Ges. 6, 386, 1908. Eine vereinfachte Drudesche Anordnung zur Demonstration gekoppelter Systeme.

— Electrician 61, 593, 1908 (vgl. ebenda S. 692. A. Montel). Directive arrangement for electric waves.

Kinsley, Carl, Science (N. S.) 27, 566, 1908. An examination of certain alternating current circuits including those containing distributed capacity.

Klein, Maurus, Elektrot. Ztschr. 29, 788, 1908. Eine Bemerkung zur Ferntelephonie nach Pupins System.

Laub, J., s. Einstein, A.

Léauté, André, C. R. 146, 1209, 1908 u. La Lum. él. 30, 183, 1908. Sur l'étincelle de self-induction.

Lebedinsky, W. u. **Makarewski, G.**, J. d. russ. phys. chem. Ges. 39, Phys. Teil S. 280, 1907. Über die Bestimmung des Widerstandes des elektrischen Funkens nach der Substitutionsmethode.

Leiser, Richard, s. Burstyn, Walter.

Liska, J., s. Bragstad, O. S.

Lignana, H., Ann. Phys. Beibl. 32, 906, 1908 (Ref. über Atti di Torino 42, 530, 1906/07). Methode für Messung von Selbstinduktionskoeffizienten.

Lorentz, H. A., Phys. Ztschr. 9, 562, 1908. Zur Strahlungstheorie.

Macku, B., Phys. Ztschr. 9, 437, 1908. Über die Bestimmung der Dämpfung von Kondensatorschwingungen bei beliebig enger induktiver Koppelung (vgl. ebenda S. 537 Bemerkung von M. Wien).

Magri, L., Ann. Phys. Beibl. 32, 808, 1908 (Ref. über Rend. R. Acc. dei Linc. 16, 680, 1907). Die Schichtungen im elektrischen Funken.

Makarewski, G., s. Lebedinski, W.

Maskelyne, N., La Lum. él. 2 (2), 379, 1908. Sur la radiotélégraphie et la radiotéléphonie par oscillations entretenues (Poulsen).

Montel, A., La Lum. él. 30, 227, 1908. Contribution à l'étude de l'antenne horizontale transmettrice pour radiotélégraphie.

Montel, A., Ann. Phys. Beibl. 32, 907, 1908 (Ref. über N. C. (5) 14, 328, 1907). Nach einer bestimmten Richtung ausstrahlende Antenne.
Morris, Elektrot. Ztschr. 29, 678, 1908 (Ref. über Electric. Rev. 61, 212, 1907). Untersuchung von schwingenden Lichtbogen niedriger Wechselzahl.
Nairz, O., Die Radiotelegraphie. VIII, 271 S. mit 154 Abb. Leipzig 1908. (Sammlung „Wissen und Können".)
Nesper, E., Helios 14, 253, 1908. Neuere deutsche Patente der drahtlosen Telegraphie.
Oppen, E., Untersuchungen über das Eindringen der total reflektierten elektromagnetischen Strahlen in das dünnere Medium. Rostock 1908.
Peukert, W., Elektrot. Ztschr. 29, 562, 1908 (vgl. La Lum. él. 30, 145, 1908). Der Wechselstrom-Lichtbogen als Frequenzwandler.
Pickard, G. W., Ann. Phys. Beibl. 32, 754, 1908 (Ref. über Electrician 59, 563, 1907, vgl. auch Electr. Rev. 52, 262, 1908). Der nicht geerdete geschlossene Schwingungskreis als Empfänger für drahtlose Telegraphie.
Poincaré, L., Die moderne Physik. Leipzig 1908.
Righi, A., Die Bewegung der Ionen bei der elektrischen Entladung. 70 S. mit 8 Taf. u. 12 Fig. Leipzig 1907.
— Über die Struktur der Materie. 56 S. Leipzig 1908.
— Die moderne Theorie der physikalischen Erscheinungen. 2. Aufl. VIII, 253 S. mit 21 Abb. Leipzig 1908.
Rosa, La M., Journ. de Phys. 7 (4), 662, 1908 (Ref. über N. C. 14 (5), 1907). Sur la fonction du condensateur dans la bobine d'induction.
— Electrician 61, 605, 1908 (übersetzt aus Atti dei Lincei; vgl. Rendiconti dei Lincei 16, 112, 1907). On the spectrum of the singing arc light.
Rozansky, D., Journ. de Phys. 7, 738, 1908 (Ref. über J. de la Soc. Phys.-chim. russe 39, 161, 1907). L'arc à courant alternatif et l'étincelle électrique.
Rüdenberg, R., Phys. Ztschr. 9, 556, 1908. Eine Methode zur Erzeugung von Wechselströmen beliebiger Periodenzahl.
Russ, F., s. Grau, A.
Rybkin, P., Journ. de Phys. 7, 737, 1908 (Ref. über J. de la Soc. Phys.-chim. russe 39, 103, 1907). Le réseau radiotélégraphique et ses éléments.
Schapira, C., Über den Wirkungsgrad der Hochfrequenzlampe mit unterteiltem Lichtbogen. Diss. Berlin 1908. (Vgl. Besprechung Elektrot. Ztschr. 29, 768, 1908.)
Schlösser, E., Der Einfluß unmagnetischer Metallkerne auf die Selbstinduktion und den wirksamen Widerstand einer Drahtspule. München 1908.
Schmidt, K. E. F., Ann. Phys. 26, 622, 1908. Über die Messung der Dämpfung in elektrischen Schwingungskreisen.
Smith, F. E., Coll. res. Nat. Phys. Lab. 4, 181, 1908. On methods of high precision for the comparison of resistances.
Somigliana, C., Ann. Phys. Beibl. 32, 893, 1908 (Ref. über Rend. R. Acc. dei Lincei (5) 16, 719, 1907. Über die Maxwellsche Fernwirkungstheorie.
Tosi, A., s. Bellini, E.
Uller, K., Phys. Ztschr. 9, 529, 1908. Die Energiewanderung im permanenten elektromagnetischen Felde gemäß der Theorie von Poynting.
Veley, V. H., Electrician 61, 303, 1908. Apparatus for the determination of the dielectric constants of non-conducting liquids.

Waals jr., van der, J. D., Proc. Amsterdam 10, 850, 1908. The value of the self-induction according to the electrontheory.
Wagner, Karl Willy, Elektrot. Ztschr. 29, 707, 1908. Freie Schwingungen in langen Leitungen.
Walter, L. H., Proc. Roy. Soc. 81, 1, 1908 u. Electrician 61, 683, 1908. A Tantalum wave-detector and its application in wireless telegraphy and telephony.
Wien, M., Phys. Ztschr. 9, 537, 1908. Bemerkung zu der Arbeit des Herrn Macku: Über die Bestimmung der Dämpfung von Kondensatorschwingungen bei beliebig enger induktiver Koppelung.
Wilson, E., Roy. Soc. (London) 20. Febr. 1908. Effects of self-induction in an iron cylinder when traversed by alternating currents.
— Elektrot. Ztschr. 29, 740, 1908 (Ref. über Roy. Proc.). Der Skineffekt in Eisendrähten.
Zenneck, J., Phys. Ztschr. 9. 553, 1908. Über die Wirkungsweise der Sender für gerichtete drahtlose Telegraphie.

Detektoren.

1. Kohärer.

— — — — — —

2. Elektrolytische Wellendetektoren.

Jégou, P., C. R. 146, 1256, 1908 (vgl. auch Ref. in Elektrot. Ztschr. 29, 720, 1908 u. La Lum. él. 30, 214, 1908). Dispositif pour l'étude de la sensibilité des détecteurs électrolytiques.

3. Thermische Wellendetektoren.

Branly E., C. R. 147, 301, 1908. Sur les détecteurs à pointes de tellure et de tellurures.
Tissot, C., C. R. 147, 37 u. 237, 1908 (vgl. ebenda S. 124 Branly: Remarques à propos de la note de Tissot). Sur l'emploi de détecteurs sensibles d'oscillations électriques basés sur les phénomènes thermo-électriques.

4. Magnetische Wellendetektoren.

Rossi, A. G., Ann. Phys. Beibl. 32, 756, 1908 (Ref. über N. C. 15, 63, 1908, vgl. Electrician 61, 645, 1908). Neues System elektromagnetischer Wellendetektoren, die auf der Magnetostriktion beruhen.

5. Diverse Detektoren.

Fessenden, R. A., Elektrot. Ztschr. 29, 768, 1908 (Ref. über Electr. Eng. S. 638, 1907). Neuer Wellenanzeiger für drahtlose Telegraphie.

(Eingesandt 15. September 1908.)

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Band 2. Heft 2

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

sowie des Gesamtgebietes der elektromagnetischen Schwingungen.

Unter Mitarbeit

von

Prof. M. Abraham (Göttingen), Chefingenieur Graf v. Arco (Berlin), Prof. A. Blondel (Paris), Prof. Ferdinand Braun (Straßburg), Prof. J. A. Fleming (London), Dr. Lee de Forest (New York), Prof. Josef von Geitler (Czernowitz), Prof. Leo Graetz (München), Ingenieur W. Hahnemann (Berlin), Postrat O. Jentsch (Erfurt), Privatdozent L. Mandelstam (Straßburg), Dr. Guglielmo Marconi (London), Dr. Eugen Nesper (Berlin), Ingenieur Valdemar Poulsen (Kopenhagen), Dr. phil. Heinrich Freiherr Rausch v. Traubenberg (Berlin), Prof. Augusto Righi (Bologna), Ingenieur Dr. J. S. Sachs (Frankfurt a. M.), Prof. Adolf Slaby (Berlin), Prof. C. Tissot (Brest), Prof. Max Wien (Danzig)

und unter besonderer Mitwirkung

von

Dr. Jonathan Zenneck,

ord. Professor der Physik an der Technischen Hochschule zu Braunschweig

herausgegeben

von

Dr. Gustav Eichhorn

(ehemal. Leiter der Ostseeversuchsstationen von Prof. Braun - Siemens & Halske)

in Zürich V, Dufourstr. 1.



LEIPZIG
VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH
1908.

Die Ausgabe erfolgt in Heften, die einzeln nicht käuflich sind. 6 Hefte bilden einen Band. Preis des Bandes ℳ 20.—, nach dem Auslande ℳ 21.60. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an.

Ausgegeben im Dezember 1908.

Inhalt.

Manuskripte für das Jahrbuch sind an die Redaktion: Dr. G. Eichhorn in Zürich V, Dufourstraße 1, zu senden. Zur Erleichterung der Berichterstattung wird um Zusendung einschlägiger Sonderabdrücke und Mitteilung wichtiger Arbeiten für das Literaturverzeichnis gebeten.

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 2. 1908. Heft 2.

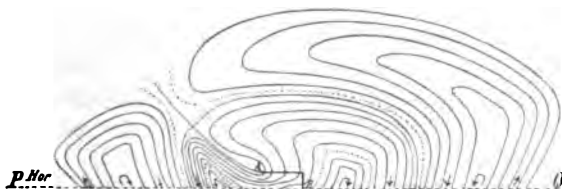
Erwiderung

auf die Bemerkungen von Herrn K. Uller: diese Zeitschrift S. 17 f.

Von J. Zenneck.

Herr K. Uller hat meiner Erklärung[1]) der Wirkungsweise der gerichteten Sender entgegengehalten, die Erklärung, die er selbst seiner Zeit gegeben habe[2]), sei hinreichend und erkläre qualitativ alles, d. h. jede weitere Erklärung sei unnötig.

Ich hatte in meiner Mitteilung absichtlich jede Kritik der Arbeit von Herrn Uller vermieden, weil mir der gegenwärtige Zeitpunkt, in



welchem weder er noch ich die Feldgleichungen kennen, für eine Polemik verfrüht erschien. Zu meinem Bedauern bin ich jetzt genötigt auf die Erklärung des Herrn Uller einzugehen.

1. Wie Herr Uller selbst sagt, ist bei seiner Erklärung wesentlich die Form der elektrischen Kraftlinien in unmittelbarer Nähe des Senders. Herr Uller zeichnet diese Kraftlinien in sehr detaillierter Weise so, wie es die obenstehende Figur darstellt. Allein so lange

1) Phys. Ztschr. 9, 553, 1908. Jahrb. 2, S. 1, 1908.

2) Phys. Ztschr. 8, 193, 1907.

Herr Uller die Feldgleichungen nicht kennt, sind diese Kurven kaum mehr als Phantasiegebilde[1]).

2. Aber selbst dann, wenn die Form der Kraftlinien wirklich genau so wäre, wie Herr Uller sie sich denkt, und deshalb zwischen E und P (s. Fig.) wirklich ein größerer Prozentsatz der Kraftlinien absorbiert würde als zwischen E und Q, so würde daraus noch nicht folgen, daß in der Richtung EP weniger Kraftlinien ausgesandt werden als in der Richtung EQ. Es kommt noch ganz darauf an, wie groß die an der konkaven Seite des Senders produzierte Kraftlinienzahl im Verhältnis zu der auf der konvexen Seite produzierten ist. Um dies beurteilen zu können, genügt es nicht die Richtung des Feldes in der Nähe des Senders zu kennen, sondern es ist noch nötig, die Kenntnis der Größe der Feldstärke.

3. Aber auch dann, wenn man wirklich den Beweis erbracht hätte, daß für die unmittelbare Nähe des Senders die Strahlung in der Richtung EP kleiner ist als in der Richtung EQ, so würde daraus nicht folgen, daß dasselbe auch für große Entfernung vom Sender gilt, auf die es bei der drahtlosen Telegraphie ankommt[2]). Bekanntlich läßt sich z. B. vom gerichteten Marconisender, wenn er auf extrem gut leitendem, ebenem Boden steht, beweisen, daß die Strahlung in unmittelbarer Nähe des Senders für verschiedene Richtungen verschieden ist, während bei großen Entfernungen die Strahlung für alle Richtungen merklich denselben Wert annimmt.

Ich bin unter diesen Umständen nicht in der Lage, die Erklärung von Herrn Uller als hinreichend anzuerkennen. Ich hielt mich für berechtigt, eine andere Auffassung, die mir wesentliche Vorteile zu bieten schien, mitzuteilen, obwohl ich ihre Richtigkeit ebensowenig beweisen kann wie Herr Uller die Richtigkeit der seinigen.

1) Man kann dasselbe von den Kurven der mittleren Strahlung sagen, die ich gezeichnet habe. Der Unterschied ist aber der, daß es bei meiner Erklärung auf den genauen Verlauf dieser Kurven gar nicht ankommt.

2) Derselbe Einwand kann auch gegen meine Erklärung erhoben werden.

Braunschweig, Phys. Inst. d. techn. Hochschule.

(Eingesandt 23. November 1908.)

Die Strahlung eines Systems monochromatisch und permanent schwingender Oszillatoren.

Von **Karl Uller.**

Die folgende Abhandlung ist eine Erweiterung der von mir in dieser Zeitschrift[1]) über die Strahlung eines Oszillators im freien Raum veröffentlichten.

Kapitel IV.

Wir nehmen jetzt beliebig viele, elliptisch schwingende, ruhende Oszillatoren elementaren Charakters an oder, was auch statthaft ist sich vorzustellen, entgegengesetzt gleiche Ladungen, die in festen Ellipsenbahnen immer in derselben Weise um einander sich bewegen wie Doppelsterne. Die Umlaufszeiten sollen für alle Oszillatoren gleich sein (Monochromasie). Über ihre Intensitäten und ihren gegenseitigen Abstand brauchen wir keine Voraussetzung zu machen. Das homogene Medium sei der Einfachheit halber ein Nichtleiter; die Rechnung läßt sich für leitende Medien in derselben Weise durchführen. Jeder der n Oszillatoren, charakterisiert durch sein komplexes elektrisches Moment $\mathfrak{g}$, erzeugt und unterhält in Wellenform ein Partialfeld. Die Übereinanderlagerung aller dieser Einzelfelder ergibt das resultierende Feld, und dieses bestimmt Richtung und Größe der Strahlung, die wir jetzt für Punkte außerhalb der Oszillatoren berechnen wollen.

Ist $\mathfrak{E}_i$, $\mathfrak{M}_i$ das Partialfeld des Oszillators $\mathfrak{g}_i$ und $\mathfrak{E}_j$, $\mathfrak{M}_j$ dasjenige

1) Jahrb. 1, 570—584, 1908. Man nehme dort folgende Berichtigungen vor:

S. 572 Zeile 17 von oben lies $2\psi''$ statt ψ''
„ 575 „ 4 u. 5 von oben lies $\varepsilon\mathfrak{e}'$ bzw. $\varepsilon\mathfrak{e}''$ statt $\mathfrak{e}'$ bzw. $\mathfrak{e}''$
„ 575 „ 6 u. 7 von oben lies $\mu\mathfrak{m}'$ bzw. $\mu\mathfrak{m}''$ statt $\mathfrak{m}'$ bzw. $\mathfrak{m}''$
„ 575 „ 6 von unten lies $a'^2 + a''^2$ statt $a'^2 + b'^2$
„ 576 „ 4 von unten lies $\left\{\left(\frac{\mathfrak{r}}{r}\mathfrak{g}'\right)^2 + \left(\frac{\mathfrak{r}}{r}\mathfrak{g}''\right)^2\right\}$ statt $\left\{\left(\frac{\mathfrak{r}}{r}\mathfrak{g}'\right)^2 + \left(\frac{\mathfrak{r}}{r}\mathfrak{g}''\right)\right\}$
„ 577 „ 7 von unten lies $\left\{\left[\frac{\mathfrak{r}}{r}\mathfrak{g}'\right]^2 + \left[\frac{\mathfrak{r}}{r}\mathfrak{g}''\right]^2\right\}$ statt $\left\{\left[\frac{\mathfrak{r}}{r}\mathfrak{g}'\right]^2 + \left[\frac{\mathfrak{r}}{r}\mathfrak{g}''\right]\right\}$
„ 577 „ 7 von unten lies $\overline{\mathfrak{S}}_r$ statt $\overline{\mathfrak{S}}$
„ 578 „ 19 von oben lies $0, \pi$ statt 0
„ 582 „ 9 von unten lies $\varkappa^2 = 1 + \frac{1}{\nu^2 T^2}$ statt $\varkappa = 1 + \frac{1}{\nu^2 T^2}$
„ 582 „ 6 von unten lies $\sum_\lambda / \sum_0$ statt $\sum / \sum_0$
„ 583 „ 11 von unten lies $\sum_\lambda$ statt $\sum$.

für den Oszillator $\mathfrak{g}_j$, dann berechnet sich die Strahlung aus der Doppelsumme:

$$V\sum_1^n i \sum_1^n j\, [\mathfrak{E}_i \mathfrak{M}_j].$$

Setzen wir

$$E_i = \quad \mathfrak{e}_i \cdot e^{-i m r_i}$$
$$M_j = \frac{V}{\varepsilon v} \mathfrak{m}_j \cdot e^{-i m r_j}$$

analog Gleichung (13) der oben angeführten Abhandlung, so erhalten wir unter Benutzung der Formel (7), in der — bei reellem m — $\psi = 0$; $\varphi' = -m r_i$; $\varphi'' = 0$; $\chi' = -m r_j$; $\chi'' = 0$ zu setzen ist:

$$(25)\quad \left\{ \begin{aligned} \bar{\mathfrak{S}} = \frac{V^2}{2\varepsilon v} \sum_1^n i \sum_1^n j \Big\{ & \cos m(r_i - r_j)\{\mathfrak{e}_i' \mathfrak{m}_j' + \mathfrak{e}_i'' \mathfrak{m}_j''\} \\ & - \sin m(r_i - r_j)\{\mathfrak{e}_i' \mathfrak{m}_j'' - \mathfrak{e}_i'' \mathfrak{m}_j'\}\Big\}. \end{aligned} \right.$$

Hierin führen wir nun die Formeln (13a) für $\mathfrak{e}$ und $\mathfrak{m}$ ein. Es kommt, ohne daß dabei sich etwas fortgehoben hätte:

$$(26)\quad \left\{ \begin{aligned} \bar{\mathfrak{S}} = \frac{v}{2\varepsilon} \sum_1^n i \sum_1^n j \Big\{ & \cos m(r_i - r_j)\Big\{h_{ij}\{[\mathfrak{g}_i'[\mathfrak{r}_j \mathfrak{g}_j']] \\ & + [\mathfrak{g}_i''[\mathfrak{r}_j \mathfrak{g}_j'']] + k_{ij}\{(\mathfrak{r}_i \mathfrak{g}_i')[\mathfrak{r}_i[\mathfrak{r}_j \mathfrak{g}_j']] + (\mathfrak{r}_i \mathfrak{g}_i'')[\mathfrak{r}_i[\mathfrak{r}_j \mathfrak{g}_j'']]\} \\ & - p_{ij}\{[\mathfrak{g}_i'[\mathfrak{r}_j \mathfrak{g}_j'']] - [\mathfrak{g}_i''[\mathfrak{r}_j \mathfrak{g}_j']]\} \\ & - q_{ij}\{(\mathfrak{r}_i \mathfrak{g}_i')[\mathfrak{r}_i[\mathfrak{r}_j \mathfrak{g}_j'']] - (\mathfrak{r}_i \mathfrak{g}_i'')[\mathfrak{r}_i[\mathfrak{r}_j \mathfrak{g}_j']]\}\Big\} \\ & - \sin m(r_i - r_j)\Big\{h_{ij}\{[\mathfrak{g}_i'[\mathfrak{r}_j \mathfrak{g}_j'']] - [\mathfrak{g}_i''[\mathfrak{r}_j \mathfrak{g}_j']]\} \\ & \qquad + k_{ij}\{(\mathfrak{r}_i \mathfrak{g}_i')[\mathfrak{r}_i[\mathfrak{r}_j \mathfrak{g}_j'']] - (\mathfrak{r}_i \mathfrak{g}_i'')[\mathfrak{r}_i[\mathfrak{r}_j \mathfrak{g}_j']]\} \\ & + p_{ij}\{[\mathfrak{g}_i'[\mathfrak{r}_j \mathfrak{g}_j']] + [\mathfrak{g}_i''[\mathfrak{r}_j \mathfrak{g}_j'']]\} \\ & + q_{ij}\{(\mathfrak{r}_i \mathfrak{g}_i')[\mathfrak{r}_i[\mathfrak{r}_j \mathfrak{g}_j']] + (\mathfrak{r}_i \mathfrak{g}_i'')[\mathfrak{r}_i[\mathfrak{r}_j \mathfrak{g}_j'']]\}\Big\}\Big\}; \\ h_{ij} &= \frac{m^6}{r_i r_j} + \frac{m}{r_i^2 r_j^2} + \frac{-m}{r_i^3 r_j} \\ k_{ij} &= \frac{-m^3}{r_i r_j} + \frac{3m}{r_i^3 r_j} + \frac{-3m}{r_i^2 r_j^2} \end{aligned} \right.$$

$$(26)\quad \left\{\begin{aligned} p_{ij} &= \frac{-m^2}{r_i r_j^2} + \frac{m^2}{r_i^2 r_j} + \frac{1}{r_i^3 r_j^2} \\ q_{ij} &= \frac{m^2}{r_i r_j^2} + \frac{-3m^2}{r_i^2 r_j} + \frac{-3}{r_i^3 r_j^2} \end{aligned}\right.$$

Zum Zwecke der Vereinfachung der Schreibweise ist, anders wie in der ersten Abhandlung, der Betrag des Vektors $\mathfrak{r}$ auf die Einheit des Abstandes r bezogen; $\mathfrak{r}$ hier und fernerhin ist also gleichbedeutend mit $\mathfrak{r}/r$ dort.

Die Abstandskoeffizienten h_{ij}, h_{ji} .... q_{ij}, q_{ji}, die alle die Dimension cm^{-5} haben, sind je nach der Lage des Feldpunktes positiv oder negativ. Jeder erscheint multipliziert mit einem Vektorausdruck, der die gegebenen elektrischen Momente der Oszillatoren in Verbindung mit trigonometrischen Funktionen der Winkel enthält, die sie mit den Richtungen ($\mathfrak{r}$) nach dem Feldpunkte hin einschließen. Alle Vektorausdrücke derselben Kombinationen (ij) und (ji) sind von gleicher Größenordnung.

Unsere Hauptgleichung (26) läßt deutlich erkennen, wie sich die Strahlung aus den Beiträgen der einzelnen Oszillatoren zusammensetzt. Man sieht zunächst, wie jeder Beitrag zur Doppelsumme wesentlich abhängig ist von Größe und Vorzeichen des Gangunterschiedes $m(r_i - r_j)$ der von (i) und (j) auslaufenden Wellen. Ferner zeigen die Vektorausdrücke an, daß Lage und Orientierung, Elliptizität, Umlaufssinn und Phasenunterschied der Schwingungsellipsen in (i) und (j) in den Beitrag eingehen. Für die Kombinationen ($i = j$) verschwinden natürlich die Gangunterschiede.

Die genannte Gleichung läßt eine wesentliche Vereinfachung zu, wenn wir die Strahlung nur in Gegenden zu kennen brauchen, die von allen Oszillatoren solche Entfernung haben, daß in den Abstandskoeffizienten das Glied $m^3 / r_i r_j$ alle andern so stark überwiegt, daß wir sie vernachlässigen können. Dann ist:

$$(27)\quad \left\{\begin{aligned} & h_{ij} = h_{ji} = -k_{ij} = -k_{ji} = m^3 / r_i r_j > 0 \\ & \left.\begin{matrix} p_{ij} \\ p_{ji} \end{matrix}\right\} = 0 \qquad \left.\begin{matrix} q_{ij} \\ q_{ji} \end{matrix}\right\} = 0. \end{aligned}\right.$$

Wir ersehen aus (26), daß dann die einzelnen Glieder in bezug auf die Entfernung abnehmen wie $1 / r_i r_j$, und daß alle Potenzen von $m = v / \omega$ mit Ausnahme der dritten fortfallen. Die so verstümmelte Gleichung läßt sich noch umformen. Wir können nämlich jetzt die Kombination (ij) und (ji) der Doppelsumme passend zusammenfassen und dann doppelsummieren, müssen aber schließlich vor die Doppelsumme den Faktor $^1/_2$ setzen. Beachten wir, daß

$$\cos(r_j - r_i) = \cos(r_i - r_j); \quad \sin(r_j - r_i) = -\sin(r_i - r_j),$$

so erhalten wir, nachdem wir die Vektorprodukte aufgelöst haben:

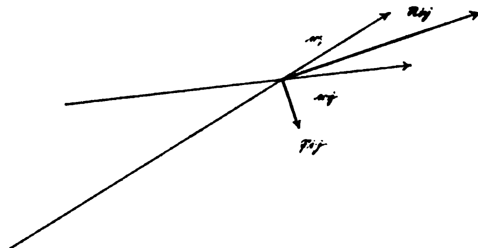
$$\tag{28} \left\{ \begin{aligned} \overline{\mathfrak{S}} = \frac{\nu}{4\varepsilon}\frac{\nu^3}{\omega^3} & \sum_1^n i \sum_1^n j \Bigg\{ \frac{\cos m(r_i - r_j)}{r_i r_j} \Big\{ (\mathfrak{r}_i + \mathfrak{r}_j)(\mathfrak{g}_i' \mathfrak{g}_j') \\ & + (\mathfrak{r}_i + \mathfrak{r}_j)(\mathfrak{g}_i'' \mathfrak{g}_j'') + \Big| \mathfrak{g}_i', \mathfrak{r}_i(\mathfrak{r}_i \mathfrak{r}_j) - \mathfrak{r}_j \Big| \mathfrak{g}_j' \\ & + \Big| \mathfrak{g}_i'', \mathfrak{r}_i(\mathfrak{r}_i \mathfrak{r}_j) - \mathfrak{r}_j \Big| \mathfrak{g}_j'' + \Big| \mathfrak{g}_j', \mathfrak{r}_j(\mathfrak{r}_i \mathfrak{r}_j) - \mathfrak{r}_i \Big| \mathfrak{g}_i' \\ & + \Big| \mathfrak{g}_j'', \mathfrak{r}_j(\mathfrak{r}_i \mathfrak{r}_j) - \mathfrak{r}_i \Big| \mathfrak{g}_i'' - \mathfrak{r}_i \{ (\mathfrak{r}_j \mathfrak{g}_i')(\mathfrak{r}_j \mathfrak{g}_j') + (\mathfrak{r}_j \mathfrak{g}_i'')(\mathfrak{r}_j \mathfrak{g}_j'') \} \\ & \qquad - \mathfrak{r}_j \{ (\mathfrak{r}_i \mathfrak{g}_i')(\mathfrak{r}_i \mathfrak{g}_j') + (\mathfrak{r}_i \mathfrak{g}_i'')(\mathfrak{r}_i \mathfrak{g}_j'') \} \Big\} \\ & - \frac{\sin m(\mathfrak{r}_i - \mathfrak{r}_j)}{r_i r_j} \Big\{ (\mathfrak{r}_i + r_j)(\mathfrak{g}_i' \mathfrak{g}_j'') - (r_i + r_j)(\mathfrak{g}_i'' \mathfrak{g}_j') \\ & + \Big| \mathfrak{g}_i', \mathfrak{r}_i(\mathfrak{r}_i \mathfrak{r}_j) - \mathfrak{r}_j \Big| \mathfrak{g}_j'' - \Big| \mathfrak{g}_i'', \mathfrak{r}_i(\mathfrak{r}_i \mathfrak{r}_j) - \mathfrak{r}_j \Big| \mathfrak{g}_j' \\ & - \Big| \mathfrak{g}_j', \mathfrak{r}_j(\mathfrak{r}_i \mathfrak{r}_j) - \mathfrak{r}_i \Big| \mathfrak{g}_i'' + \Big| \mathfrak{g}_j'', \mathfrak{r}_j(\mathfrak{r}_i \mathfrak{r}_j) - \mathfrak{r}_i \Big| \mathfrak{g}_i' \\ & - \mathfrak{r}_i \{ (\mathfrak{r}_j \mathfrak{g}_i')(\mathfrak{r}_j \mathfrak{g}_j'') - (\mathfrak{r}_j \mathfrak{g}_j')(\mathfrak{r}_j \mathfrak{g}_i'') \} \\ & - \mathfrak{r}_j \{ (\mathfrak{r}_i \mathfrak{g}_i')(\mathfrak{r}_i \mathfrak{g}_j'') - (\mathfrak{r}_i \mathfrak{g}_j')(\mathfrak{r}_i \mathfrak{g}_i'') \} \Big\} \Bigg\}; \end{aligned} \right.$$

Bemerkung: Besäße das zweite Glied in q_{ij} der allgemeinen Gleichung (26) den Faktor 1 anstatt 3, so könnte man die beschriebene Zusammenfassung auch noch auf die Glieder vom Gewichte $1/r_i^2 r_j$, $1/r_i r_j^2$ ausdehnen, also die Strahlung auch in größerer Nähe des Systems durch vereinfachte Formeln darstellen.

Liegen die Oszillatoren auf einem endlichen Gebiete beisammen, so gibt es stets außerhalb desselben Gegenden, in denen für alle Kombinationen (ij) und (ji) des Oszillatorenkomplexes der Winkel zwischen den Richtungen $\mathfrak{r}_i$ und $\mathfrak{r}_j$ so klein ist, daß $(\mathfrak{r}_i \mathfrak{r}_j)$ sich dem Grenzwerte $+1$ sehr nähert. Dann dürfen wir ferner in den Klammerausdrücken, die als Faktoren von $\mathfrak{r}_i$ bzw. $\mathfrak{r}_j$ auftreten, die Richtung von $\mathfrak{r}_i$ bzw. $\mathfrak{r}_j$ ohne merklichen Fehler mit der Richtung von $\mathfrak{r}_i + \mathfrak{r}_j$ zusammenfallen lassen. Wir wollen zur Abkürzung schreiben:

$$\mathfrak{r}_i + \mathfrak{r}_j = \mathfrak{R}_{ij}; \quad \mathfrak{r}_i - \mathfrak{r}_j = \mathfrak{P}_{ij}.$$

$\mathfrak{R}_{ij}$ fällt in die Halbierungstransversale des Winkels zwischen $\mathfrak{r}_i$ und $\mathfrak{r}_j$, $\mathfrak{P}_{ij}$ desgleichen für den Winkel zwischen $\mathfrak{r}_i$ und $-\mathfrak{r}_j$. Es steht $\mathfrak{P}_{ij}$ normal zu $\mathfrak{R}_{ij}$ (siehe Figur).



Was die Beträge anbelangt, so ist

$$(29) \left\{ \begin{aligned} \left|\mathfrak{R}_{ij}\right| &= \sqrt{2\left(1 + (\mathfrak{r}_i \mathfrak{r}_j)\right)} \\ \left|\mathfrak{P}_{ij}\right| &= \sqrt{2\left(1 - (\mathfrak{r}_i \mathfrak{r}_j)\right)} \end{aligned} \right.$$

Es geht unser Ausdruck (28) nun für $(r_i \mathfrak{r}_j) \sim +1$ über in die vereinfachte Form:

$$(30) \left\{ \begin{aligned} \overline{\mathfrak{S}} = \frac{\nu}{4\varepsilon} \frac{\nu^3}{\omega^3} \sum_1^n i \sum_1^n j \Bigg\{ & \frac{\cos m(r_i - r_j)}{r_i r_j} \Bigg\{ \mathfrak{R}_{ij} \Bigg\{ (\mathfrak{s}_i' \mathfrak{s}_j') + (\mathfrak{s}_i'' \mathfrak{s}_j'') \\ & - \frac{(\mathfrak{R}_{ij} \mathfrak{s}_i')(\mathfrak{R}_{ij} \mathfrak{s}_j') + (\mathfrak{R}_{ij} \mathfrak{s}_i'')(\mathfrak{R}_{ij} \mathfrak{s}_j'')}{2\left(1 + (\mathfrak{r}_i \mathfrak{r}_j)\right)} \Bigg\} \\ & - \left[\mathfrak{P}_{ij}, [\mathfrak{s}_i' \mathfrak{s}_j'] + [\mathfrak{s}_i'' \mathfrak{s}_j'']\right] \Bigg\} \\ & - \frac{\sin m(r_i - r_j)}{r_i r_j} \Bigg\{ \mathfrak{R}_{ij} \Bigg\{ (\mathfrak{s}_i' \mathfrak{s}_j'') - (\mathfrak{s}_i'' \mathfrak{s}_j') \\ & - \frac{(\mathfrak{R}_{ij} \mathfrak{s}_i')(\mathfrak{R}_{ij} \mathfrak{s}_j'') - (\mathfrak{R}_{ij} \mathfrak{s}_j')(\mathfrak{R}_{ij} \mathfrak{s}_i'')}{2\left(1 + (\mathfrak{r}_i \mathfrak{r}_j)\right)} \Bigg\} \\ & - \left[\mathfrak{P}_{ij}, [\mathfrak{s}_i' \mathfrak{s}_j''] - [\mathfrak{s}_i'' \mathfrak{s}_j']\right] \Bigg\} \Bigg\} . \end{aligned} \right.$$

Man sieht: der Partialvektor der Strahlung, den die Kombination (ij) liefert, liegt im Gebiete $(\mathfrak{r}_i\,\mathfrak{r}_j) \sim +1$ stets in einer Ebene, deren Normale $\mathfrak{P}_{ij}$ ist. Schwingen die Oszillatoren (i) und (j) geradlinig und liegen sie einander parallel, so hat in dem genannten Gebiete der Partialvektor die Richtung $\mathfrak{R}_{ij}$, welches auch ihre Phasendifferenz sei.

Bei Berechnung der Gesamtstrahlung des Systems kann man stets von der zuletzt entwickelten, beschränkt gültigen Gleichung (30) ausgehen. Denn da ein permanenter Zustand vorausgesetzt ist, haben wir die Freiheit, zu warten, bis die Wellenfront des Systems ungeheuer weit entfernt ist. Wir beschreiben dann um einen mittleren Punkt innerhalb des Systems eine Kugel mit dem ungeheuer großen Radius R, der aber nicht so groß ist, daß die Kugel ganz oder zum Teil die Wellenfront in sich schließt. Dann nähern sich alle $\mathfrak{r}_i$ und $\mathfrak{r}_j$ für Punkte der Kugeloberfläche dem Parallelismus als Grenze, also $(\mathfrak{r}_i\,\mathfrak{r}_j) = +1$, und unsre Gleichung (30), in der dann noch die $\mathfrak{P}_{ij}$ verschwinden, wird dort streng gültig. (Es ist klar, daß selbst im Unendlichen die Gangunterschiede $m(r_i - r_j)$ nicht verschwinden. Hiergegen wird indessen in der Literatur zuweilen verstoßen.) Die Gesamtstrahlung wird erhalten durch Integration über die Kugelfläche. Man erhält einen Betrag, der von R unabhängig ist, wie es sein muß. Die Gesamtstrahlung erweist sich wesentlich bestimmt durch die gegenseitigen Abstände der Oszillatoren, sowie die Orientierung, Elliptizität, Umlaufssinn und Phasen ihrer Schwingungsellipsen. Ferner ergibt sich: Die Ausstrahlung ist nicht die Summe der Ausstrahlungen der einzelnen Oszillatoren, jeder allein im Raume gedacht.

Die Oszillatoren seien auf zwei getrennte Gebiete verteilt, die von einander so weit abliegen, daß in dem Zwischenraume Gleichung (26) schon mit den Vernachlässigungen (27) die Strahlung im wesentlichen richtig angibt. Wir wollen die genannte Gleichung aber auf diesen Zweck hin wiederum umformen.

Im ersten Gebiete seien die Oszillatoren nummeriert von 1 bis c, im zweiten von $c+1$ bis n. Dementsprechend zerlegt sich die Doppelsumme in

$$\sum_1^c i \sum_1^c j + \sum_{c+1}^n i \sum_{c+1}^n j + \sum_1^c i \sum_{c+1}^n j + \sum_{c+1}^n i \sum_1^c j, \tag{31}$$

wobei in den beiden letzten Termen $i \neq j$. Für die beiden ersten Terme ist in jedem Feldpunkte außerhalb der beiden Oszillatorenkomplexe $(\mathfrak{r}_i\,\mathfrak{r}_j)$ dem Werte $+1$ nahe. Diese beiden Terme nehmen

also die Form (30) an. In den beiden letzten Termen fassen wir jede Kombination (ij) des einen Terms mit der Kombination (ij) des andern zusammen. Wir erhalten so die Formel (28), aber jetzt ohne den Faktor $^1/_2$, da wir diesmal zwei Doppelsummen zusammenfaßten. Für die Darstellung der Strahlung in dem genannten Zwischenraume können wir an dieser Formel folgende Vereinfachungen vornehmen. Die auftretenden Skalarprodukte $(\mathfrak{r}_i \mathfrak{r}_j)$, die hier dem Werte -1 sich nähern, ersetzen wir durch diesen Grenzwert. Ferner dürfen wir in den Klammerausdrücken, die als Faktoren von $\mathfrak{r}_i$ bzw. $\mathfrak{r}_j$ auftreten, die Richtung von $\mathfrak{r}_i$ ohne merklichen Fehler mit der Richtung von $\mathfrak{r}_i - \mathfrak{r}_j = \mathfrak{P}_{ij}$ zusammenfallen lassen; desgleichen die von $\mathfrak{r}_j$ mit $\mathfrak{r}_j - \mathfrak{r}_i = -\mathfrak{P}_{ij}$. Wir erhalten so:

$$
\left\{
\begin{aligned}
&\sum_1^c i \sum_{c+1}^n j + \sum_{c+1}^n i \sum_1^c j = \\
&\frac{\nu}{2\varepsilon}\frac{\nu^3}{\omega^3}\sum_1^c i \sum_{c+1}^n j \left\{ \frac{\cos m(r_i - r_j)}{r_i r_j} \left\{ \mathfrak{R}_{ij} \left\{ (\mathfrak{g}_i' \mathfrak{g}_j') + (\mathfrak{g}_i'' \mathfrak{g}_j'') \right.\right.\right. \\
&\left. - \frac{(\mathfrak{P}_{ij}\mathfrak{g}_i')(\mathfrak{P}_{ij}\mathfrak{g}_j') + (\mathfrak{P}_{ij}\mathfrak{g}_i'')(\mathfrak{P}_{ij}\mathfrak{g}_j'')}{2\left(1-(\mathfrak{r}_i\mathfrak{r}_j)\right)} \right\} - \left[\mathfrak{R}_{ij}, [\mathfrak{g}_i'\mathfrak{g}_j'] + [\mathfrak{g}_i''\mathfrak{g}_j'']\right] \\
&\qquad \left. - 2\mathfrak{g}_j'(\mathfrak{R}_{ij}\mathfrak{g}_i') - 2\mathfrak{g}_j''(\mathfrak{R}_{ij}\mathfrak{g}_i'') \right\} \\
&\qquad - \frac{\sin m(r_i - r_j)}{r_i r_j} \left\{ \mathfrak{R}_{ij} \left\{ (\mathfrak{g}_i'\mathfrak{g}_j'') - (\mathfrak{g}_i''\mathfrak{g}_j') \right.\right. \\
&\left. - \frac{(\mathfrak{P}_{ij}\mathfrak{g}_i')(\mathfrak{P}_{ij}\mathfrak{g}_j'') - (\mathfrak{P}_{ij}\mathfrak{g}_j')(\mathfrak{P}_{ij}\mathfrak{g}_i'')}{2\left(1-(\mathfrak{r}_i\mathfrak{r}_j)\right)} \right\} - \left[\mathfrak{R}_{ij}, [\mathfrak{g}_i'\mathfrak{g}_j''] - [\mathfrak{g}_i''\mathfrak{g}_j']\right] \\
&\qquad \left.\left. + 2\mathfrak{g}_j'(\mathfrak{R}_{ij}\mathfrak{g}_i'') - 2\mathfrak{g}_j''(\mathfrak{R}_{ij}\mathfrak{g}_i') \right\}\right\}
\end{aligned}
\right. \tag{32}
$$

gültig im Gebiete $(\mathfrak{r}_i \mathfrak{r}_j) \sim -1$. In dieser Gleichung ist stellenweise $\mathfrak{g}_j$ gegenüber $\mathfrak{g}_i$ bevorzugt, aber nur scheinbar.

Schwingen die Oszillatoren (i) und (j) geradlinig und liegen sie parallel zu einander, so hat der Partialvektor der Strahlung, den die Kombination (ij) liefert in dem Gebiete $(\mathfrak{r}_i \mathfrak{r}_j) \sim -1$ im allgemeinen nicht die Richtung $\mathfrak{R}_{ij}$.

Bemerkung: Da $\mathfrak{R}_{ij} = \mathfrak{R}_{ji}$ und $\mathfrak{P}_{ij} = -\mathfrak{P}_{ji}$, so könnte man daran denken, in den Ausdrücken (30) und (32) nochmals die Kom-

binationen (ij) und (ji) zusammenzufassen, um vielleicht eine weitere Vereinfachung zu erzielen. Das ist aber nicht der Fall. Unsere Ausdrücke besitzen also schon die einfachste Form.

Über die Natur der elementaren Oszillatoren brauchten wir keine Angaben zu machen. Es genügt nämlich für die Kenntnis des Feldes außerhalb der Oszillatoren die Festsetzung, daß jeder der Sitz eines elektrischen Momentes ist. Die hierzu nötigen Bestimmungsstücke sahen wir für jeden Oszillator als gegeben an. Wir können aber, ohne auf den inneren Vorgang in einem Oszillator eingehen zu müssen, zwei wesentlich verschiedene Arten unterscheiden.

Setzen wir voraus, daß in den Oszillatoren keine Wärmeentwicklung statthat, eine Annahme, die wir machen dürfen. Dann findet nirgendwo solche statt. Aus unseren Gleichungen folgt, daß ein System von Oszillatoren im zeitlichen Mittel Energie ausstrahlt. Es muß demnach Stellen geben, wo die Energie in das Feld hineinquillt, und das kann nur in Oszillatoren geschehen, denn außerhalb derselben ist überall $div\,\overline{\mathfrak{S}} = 0$. Messen wir die Ergiebigkeit einer Quelle, indem wir eine nur den betreffenden Oszillator umschließende Fläche konstruieren und die Strahlung durch diese berechnen, so erhalten wir entweder einen Betrag, der proportional ist $\mathfrak{g}'^2 + \mathfrak{g}''^2$, oder den Wert Null. Im letzteren Falle haben wir es mit einem Resonator zu tun. Auch er ist ein Strahler, aber kein ursprünglicher, sondern bloß ein entlehnender: er holt sich die ausgestrahlte Energie aus dem ihn umgebenden Felde. Auch er ist Ausgangspunkt einer Partialwelle und daher Sitz eines elektrischen Momentes, aber es ist ein rein induziertes: es hat die Frequenz des erregenden, von allen anderen Oszillatoren des Systems erzeugten Feldes und kann beträchtlich oder unbeträchtlich sein, je nach dem Unterschiede zwischen der erregenden Frequenz und der Eigenfrequenz. Die skizzierte energetische Betrachtung ist es, die zur Berechnung des induzierten Momentes führt, wie Herr Planck gezeigt hat. Wir haben also die Oszillatoren zu sondern in Erreger (Sender) und Resonatoren (Empfänger). Jeder Erreger, allein im freien Raume, ist Sitz eines ursprünglichen elektrischen Momentes $\mathfrak{g}_0$, das wir, falls wir keine Untersuchung über die Art der Energiequellung anstellen. als gegeben ansehen müssen. Schwingt er in einem fremden Felde, so ruft dies in ihm ein induziertes elektrisches Moment $\mathfrak{g}_1$ hervor, das sich zu dem ursprünglichen vektoriell addiert zu dem wirklich existierenden Momente $\mathfrak{g}$. Im Gegensatz hierzu besitzt der Resonator nur ein induziertes Moment.

In erster Annäherung können Oszillatoren von endlicher Größe als Elementaroszillatoren oder schwingende Dipole angesehen werden, wenn wir das Feld erst in einiger Entfernung von ihnen betrachten. Dabei ist die angenäherte Richtigkeit bei Resonatoren größer als bei Erregern, denn letztere sind als Energiequellen wesentlich kompliziertere Gebilde. Unter Einhaltung dieser Gesichtspunkte dürfen wir nun unsere Gleichungen auf ein System beliebig angeordneter Erreger (gleicher Frequenz) und Empfänger ausdehnen, wobei mindestens ein Oszillator ein Erreger sein muß.

Läuft eine ebene Welle durch einen Komplex von Oszillatoren hindurch, so liegt eine Aufgabe vor, die zu weniger übersichtlichen Formeln führt, da das Glied, welches die ebene Welle liefert, gegenüber den anderen eine Ausnahmestellung einnimmt.

Von der diskreten Verteilung der Oszillatoren kann man zu einer stetigen Verteilung übergehen. Unterwirft man sie dabei gewissen Bedingungen, so kann man das Außenfeld eines beliebig geformten Sekundärstrahlers sehr angenähert darstellen. Für Selbststrahler richtet sich die Zulässigkeit nach der Art, wie der Energieübergang in das Strahlungsfeld vor sich geht.

Neben der Strahlung ist auch die Polarisation des Feldes von physikalischer Bedeutung. Auch hierüber werde ich in weiteren Abhandlungen Aufschluß geben.

(Eingesandt 29. Oktober 1908.)

Die Ausbreitung ebener elektromagnetischer Wellen längs eines geschichteten Leiters, besonders in den Fällen der drahtlosen Telegraphie.[1]

Von F. Hack.

Herr J. Zenneck hat in den Ann. d. Phys. **23**, 846f., 1907 den Einfluß der Beschaffenheit des Untergrundes auf die Fortpflanzung ebener elektromagnetischer Wellen untersucht. Die dort vorausgesetzte Homogenität des Untergrundes wird keineswegs überall vorhanden sein;

1) Ann. d. Phys. **27**, 43, 1908.

daher lag es, wie von Herrn Zenneck angedeutet, nahe, die Untersuchung dahin zu erweitern, daß der Untergrund aus mehreren Schichten von erheblich verschiedener Leitfähigkeit und Dielektrizitätskonstante besteht.

Praktisch kommen hauptsächlich zwei Fälle in Betracht: derjenige, daß trockne Erde durch Regengüsse bis zu geringer Tiefe T unter der Oberfläche durchfeuchtet wird, sowie der andere, daß unter trockner Erde eine Grundwasserschicht von erheblicher Mächtigkeit sich befindet.

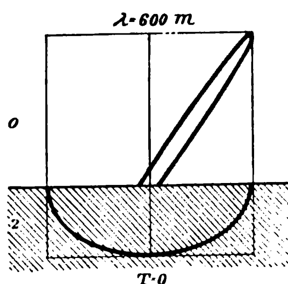


Fig. 1.

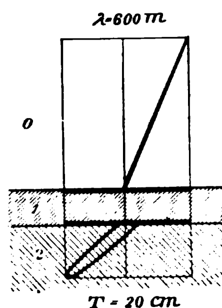


Fig. 2.

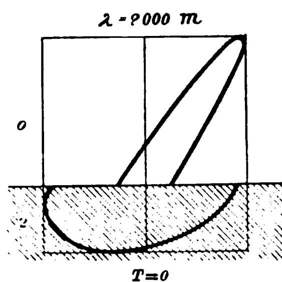


Fig. 3.

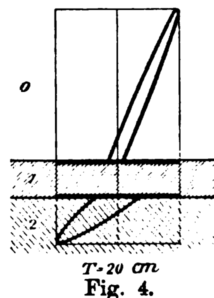


Fig. 4.

Den Ausgangspunkt der Untersuchung bilden die Maxwellschen Gleichungen, bei deren Integration für die Zwischenschicht — in den Figuren mit *1* bezeichnet — eine in vertikaler Richtung hin- und zurücklaufende Welle angenommen wurde.

Die Durchrechnung des ersten Falles zeigt nun in der Tat einen unverkennbaren Einfluß der Durchfeuchtung der obersten Erdschicht. Das elektrische Feld in der Luft nähert sich einem reinen Wechselfeld an, besonders stark für kurze Wellenlängen; zugleich nimmt die Neigung des Feldes gegen die Vertikale etwas ab. Die in Fig. 1—4 wieder-

gegebenen Diagramme veranschaulichen dies näher; $T = 0$ bedeutet, daß nur trockne Erde vorhanden ist. Von Interesse ist namentlich die Veränderung der Absorption in der Fortpflanzungsrichtung: Fig. 5 zeigt deren Abhängigkeit von T und λ; $\log 1/B$ ist, wie bei Zenneck, der briggische Logarithmus derjenigen Entfernung, in welcher die Amplitude auf $1/e$ ihres Betrags herabsinkt. Wie man sieht, wirkt die Durchfeuchtung der obersten Erdschicht durchweg günstig, am meisten für solche Stationen, die mit kurzen Wellenlängen arbeiten; hier kann die Absorption praktisch geradezu aufgehoben werden.

Weniger einheitliche Ergebnisse liefert der zweite Fall. Zunächst mag es Bedenken erregen, daß die Tiefe des Grundwassers unendlich groß angenommen wurde; es zeigt sich indessen, daß im Grundwasser

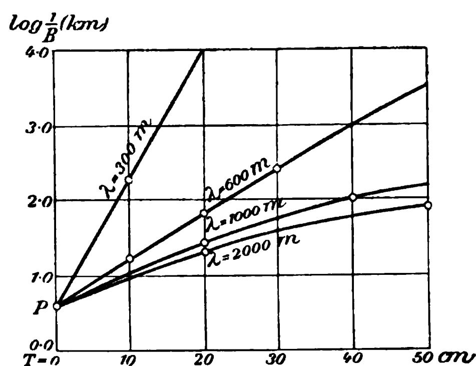


Fig. 5.

die Amplitude der elektrischen Wellen erheblich rascher abnimmt, als in der darüber liegenden, T Meter mächtigen Erdschicht. Bei nicht gar zu geringer Tiefe des tatsächlich vorkommenden Grundwassers werden also die Rechnungsergebnisse immerhin eine Annäherung an die Wirklichkeit darstellen.

Das elektrische Feld in der Luft wird wesentlich umgestaltet durch das Auftreten einer Drehfeldkomponente, deren Stärke zunimmt mit wachsender Entfernung des Grundwasserspiegels von der Erdoberfläche, dagegen abnimmt mit wachsender Wellenlänge. Einige charakteristische Fälle sind in Fig. 6—9 dargestellt.

Die Absorption in der Fortpflanzungsrichtung (Fig. 10) ergibt sich überraschend groß bei kurzen Wellenlängen und zugleich bedeutenden Werten von T; bei großen Wellenlängen von 2000 m und mehr

dürfte die Absorption schwerlich von praktischer Bedeutung werden. Für die großen, mit langen Wellen arbeitenden Stationen erweist sich hiernach die Anwesenheit von Grundwasser im allgemeinen als günstiges

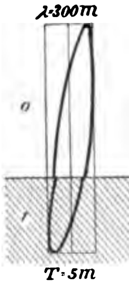


Fig. 6.

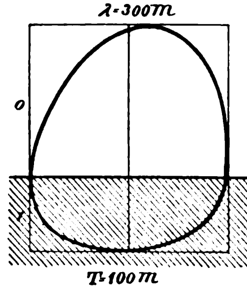


Fig. 7.

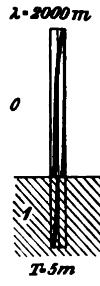


Fig. 8.

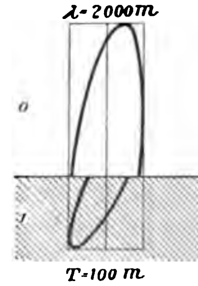


Fig. 9.

Moment; dagegen kann bei kurzen Wellenlängen die Absorption durch Auftreten des Grundwassers vergrößert werden.

Zum Schluß ist versucht, an Stelle der unendlich tiefen Grundwasserschicht eine solche von endlicher Tiefe zu setzen. Der seitherige

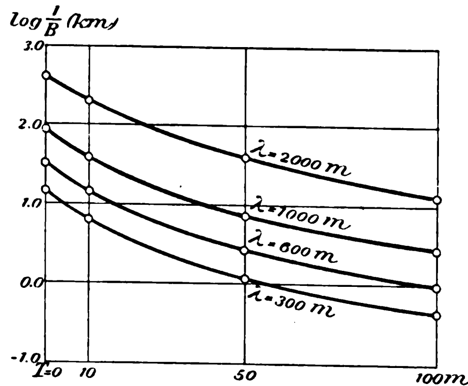


Fig. 10.

Ansatz versagt jedoch in diesem Fall, da er den bei der drahtlosen Telegraphie gegebenen Verhältnissen nicht entspricht; infolgedessen muß es vorläufig bei der gewählten, mehr oder weniger rohen Annäherung sein Bewenden haben.

Bei der schematischen Natur der in der Arbeit gemachten Annahmen ist eine vollständige Bestätigung durch die Praxis nicht zu erwarten; immerhin gibt die Arbeit vielleicht einige Anhaltspunkte zur Aufklärung von Erfolgen und Mißerfolgen der drahtlosen Telegraphie.

(Eingesandt 21. Oktober 1908.)

Untersuchungen über schnelle elektrische Schwingungen.

Von **K. E. F. Schmidt.**

(Tätigkeitsbericht der Physikalischen Versuchsstation für elektrische Schwingungen und drahtlose Telegraphie zu Halle a. S.-Cröllwitz 1906 bis 1908.)

Die von mir errichtete Physikalische Versuchsstation [1]) soll dem eingehenden Studium der Vorgänge dienen, welche für die Kenntnis schneller elektrischer Schwingungen von Interesse sind. Es kommen dabei zunächst hauptsächlich solche Schwingungen in Betracht, die sich in möglichster Reinheit nur im Freien entwickeln, wie sie besonders für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie ausgenutzt werden. Die Anlage [1]) umfaßt bis jetzt eine Sendestation, eine kleine Empfangsstation I in 375 m Abstand von der Sendestation, eine mittlere III in 3,5 km (im Physikalischen Universitätsinstitut) und eine große II in 8 km Entfernung.

Die bis jetzt ausgeführten Arbeiten mußten naturgemäß in erster Linie dem Studium der Meßmethoden, der Meßinstrumente und der Vorrichtungen, welche für Schwingungssysteme mit genügender Intensität und hinreichender Konstanz einzurichten waren, gelten. Es blieb aber auch Zeit, neben diesen notwendigen Aufgaben eine Reihe von Arbeiten auszuführen, welche besonders für die theoretischen Kenntnisse der Erscheinungen von Wichtigkeit sind.

Ich habe einen Teil der gewonnenen Erfahrungen und Resultate meiner Arbeiten in den letzten Jahren publiziert. Im folgenden möchte ich eine zusammenstellende Übersicht dieser Untersuchungen geben, wobei ich auch einige Resultate kurz streifen werde, welche in neueren

---

1) Eine eingehende Beschreibung der im Januar 1906 in Betrieb genommenen Station erscheint demnächst.

Arbeiten gewonnen sind, die jetzt zum Teil von meinen Doktoranden Schülern ausgeführt werden.

Inhaltsangabe:

Benutzte Zeichen:

φ_e Ausschlag des mit der Barretter-Kombination verbundenen Galvanometers. Die Wirkung einer Welle wird dem Ausschlag proportional gesetzt.

φ_s Ausschlag des Galvanometers, das an das Thermoelement der Sendestation angeschlossen ist.

wg Widerstand des Galvanometers.

$\eta' = \varphi e / \varphi_s$ Eine dem Wirkungsgrad der Anlage proportionale Größe.

λ Wellenlänge der vom Sender ausgehenden Schwingung.

L Selbstinduktions-Koeffizient einer Spule.

§ 1. Meßinstrumente für elektrische Schwingungen.

Für schnelle elektrische Schwingungen werden in neuer Zeit zur Intensitätsmessung verwendet das Bolometer, von Fessenden als Barretter bezeichnet, das Thermoelement und das Thermogalvanometer (von Duddell).

Duddell[1]) gibt über die Empfindlichkeit seiner Instrumente folgendes an:

---

1) Duddell, Journal de Physique (Ser. IV), 4, 6, 1905.

250 Skalenteile (1 mm) werden bei 1 m Skalenabstand erhalten			
Empfindlicher Heizkörper ist gebildet aus	Widerstand	Belastungsstrom	Klemmspannung am Instrument
Kruppin	$5 \cdot 5_5$	0·001 470 Ampere	0·0082 Volt
Streifen aus Goldblatt . .	18	0·000 800 „	0·014 „
Platiniertes Glas . . .	103	0·000 346 „	0·0356 „
„ „	202	0·000 275 „	0·0556 „
„ „	303	0·000 231 „	0·0840 „
„ „	1071	0·000 121 „	0·1300 „

Nach den in meinem Laboratorium ausgeführten Messungen geben die jetzt hier gebauten empfindlichsten Thermoelemente bei einem Widerstande von etwas weniger als 50 Ohm den gleichen Ausschlag 250 Sek. in 1 m Abstand, wenn sie von 0·0014 Amp. durchflossen werden.

Die vergleichenden Messungen zwischen Barretter und Thermoelement haben wegen der mancherlei verwickelten Verhältnisse, die beim Barretter auftreten, noch nicht abgeschlossen werden können. Die Empfindlichkeit der empfindlichsten Barretter kann ungefähr als 10mal so groß wie die meines empfindlichsten Thermoelementes bezeichnet werden.

Schon meine ersten Messungen zeigten, daß der Barretter noch in verschiedenster Weise verbesserungsfähig war. Die Barretter werden bekanntlich in eine Wheatstonesche Brücke eingebaut. Zunächst fand ich[1], daß für die Stärke des Brückenstroms ein Optimum existiert, bei dem die Wirkungen der elektrischen Schwingung bestimmter Intensität auf den Barretter ihren größten Wert zeigt. Ich wurde dann zur Konstruktion der „Einbarretter-Systeme" geführt, bei denen abweichend von den bis jetzt üblichen Bolometeranordnungen nur in dem einen Brückenzweig ein empfindlicher Hitzdraht angebracht ist, während der anstoßende Zweig einen Manganin Widerstand erhält. So wird ein der Zerstörung leicht zugänglicher Teil ersetzt durch einen dauerhaften Manganindraht, dessen Widerstand so gewählt wird, daß die Brücke in günstigster Schaltung angeordnet werden kann, und dessen Widerstandswert durch einseitig zuströmende Schwingungsenergie nicht wie beim Barretter variiert.

Die 0-Punktschwankungen durch äußere Temperatureinflüsse sind durch Eintauchen des Glaskörpers des Barretters in Öl praktisch

1) K. E. F. Schmidt, Phys. Ztschr. 7, 642, 1906; 8, 601, 1907.

unmerklich geworden. Selbst für einen auf meiner frei im Felde liegenden Empfangsstation in Wallwitz ist es durch Einbau in ein vierfaches Kistensystem mit entsprechenden Luftzwischenräumen, welches in einem luftigen Holzpavillon untergebracht ist, erreicht, daß keine störenden Veränderungen des 0-Punktes mehr auftreten.

Systematisch durchgeführte ausgedehnte Untersuchungen haben zur Auffindung von charakteristischen Kurven geführt, welche für die Beurteilung der Empfindlichkeit und Leistungsfähigkeit der Barretter von Bedeutung sind und für ihre Konstruktion wichtige Anhaltspunkte ergeben haben.

Von wesentlicher Bedeutung sind Untersuchungen geworden, welche über die Zuverlässigkeit der Barretterangaben und der Anordnung der Meßkreise informieren sollten.

Diese haben gezeigt, in welcher Weise die Messungen der Intensität, wie besonders auch die der Dämpfung durch individuelle Konstante eines Barretters beeinflußt werden und welche Rolle die Form der Schwingung bei derartigen Messungen spielt.

Auf Grund dieser Arbeiten sind die Verhältnisse jetzt so weit geklärt, daß ich zur Konstruktion von Normalbarrettern schreiten kann, bei denen die Zahl der individuellen Konstanten auf ein Minimum reduziert ist und mit denen eindeutig und wohl definiert sowohl die Intensität wie die Dämpfungskonstante der Schwingungen gemessen werden können.

Auch die Thermoelemente haben wesentlich durch eine umfangreiche Studie in ihrer Empfindlichkeit und technischen Ausführung verbessert werden können. Gleichzeitig gibt diese Arbeit einen interessanten Beitrag zur Theorie der Thermoelemente. Über die Grenze der Brauchbarkeit beider Instrumente haben diese Arbeiten ebenfalls aufgeklärt.

Besondere Beachtung verdient die Prüfung des Einflusses, den die Festigkeit der Meßkoppelungen auf das Resultat der Dämpfungsmessung hat. Für derartige Messungen koppelt man einen geschlossenen Kondensatorkreis II an die zu untersuchende Schwingung (Kreis I) und an den Kondensatorkreis den das Thermoinstrument enhaltenden Kreis III. Geht man von fester Koppelung I/II zu immer loser werdender über, so nimmt der ermittelte Dämpfungswert erst schnell, später sehr langsam ab.

Bei einer mittleren Koppelung zeigt der Thermoeffekt des Barretters ein Maximum. Qualitativ anders gestaltet sich die Wirkung

bei loser werdender Koppelung II/III. Hier nehmen sowohl die Dämpfungswerte wie der Thermoeffekt erst schnell, dann langsam ab[1]).

§ 2. Konstanz der Meßresultate bei Funkenschwingungen.

Wirklich befriedigende Meßresultate erhält man nur an solchen Schwingungen, bei denen der Funke von einem Induktor herrührt, dessen Primärspule den Strom einer Wechselstrommaschine aufnimmt. Die Konstanz der Tourenzahl spielt hierbei eine außerordentlich wichtige Rolle; durch Einführung geeigneter Reguliervorrichtungen und besonders durch Aufsetzen einer Schwungmasse von 30 kg auf die Achse der Dynamo[2]) habe ich sehr befriedigende Versuchsbedingungen erzielt.

Der größte Teil meiner Untersuchungen bezieht sich auf Schwingungen, welche in einem gekoppelten System nach Braun fließen. Bei der großen Energiemenge, welche in solchen Systemen, die auf größere Entfernungen wirken sollen, auftritt, ist es besonders schwierig, die Meßleitungen so zu führen, daß sie frei von Nebenwirkungen sind; man ist gezwungen, für jede neue auch oft wenig geänderte Versuchsanordnung mit größter Sorgfalt zu prüfen, ob der Meßkreis nicht neuen störenden Einflüssen unterworfen ist.

Eine andere Quelle der Inkonstanz liegt in den starken Rückwirkungen, welche der Induktorstrom auf den Wechselstromgenerator ausübt, dessen stromliefernder Teil ebenso wie sein Magnetfeld starken Induktionsströmen, welche im Momente des Funkenüberganges einsetzen, ausgesetzt ist. Ganz lassen sich diese Störungen nicht ausschließen; eine merkliche Besserung ergab das Parallelschalten eines Glühlampenwiderstandes zur Magnetwicklung des Wechselstromgenerators. Die Größe des Widerstandes muß für jede Maschine ausprobiert werden.

Außerordentlich wichtig ist es, den Induktor möglichst rein als Resonanzinduktor arbeiten zu lassen, da hierdurch das Nachschieben von Teilaufladungen vermieden wird, welche auf die Reinheit der Schwingung einen sehr störenden Einfluß ausüben. Richtig gewählte Frequenz des Wechselstroms für die Dynamo und passende Wahl der Stärke des Magnetfeldes ermöglichen hier reine Verhältnisse zu schaffen. Als Kennzeichen für richtige Einstellung dient das Bild einer mit der Maschine umlaufenden schwarzen Scheibe, auf der ein

1) K. E. F. Schmidt, Ann. d. Phys. IV, 26, 622, 1908.
2) Der Motor meiner Anlage leistet normal bis 2 P.S.

weißes Achsenkreuz sitzt. Dieses soll, vom Funken beleuchtet, scharf erscheinen und scheinbar stillstehen[1]).

Bei sorgfältigem Arbeiten werden jetzt die Punkte einer Resonanzkurve in meiner Sendestation mit einer Genauigkeit von 1°/₀ im Mittel erhalten; die $\varDelta$-Werte zeigen Fehler für größere Dämpfungen 1°/₀, für kleinere 1—2°/₀. Die Messungen in der 8 km abliegenden Empfangsstation erfolgen im allgemeinen mit einer Genauigkeit unter 1°/₀, hin und wieder kommen wohl Aufnahmen mit größeren Fehlern vor; die aus den Resonanzkurven berechneten Dämpfungswerte zeigen für kleine $\varDelta$ (z. B. 0·07) größte Abweichungen vom Mittel von ca. 4°/₀, für größere $\varDelta$ (z. B. 0·18) von 2°/₀.

§ 3. Versuche über den Einfluß der Erhebung der Sender- und Empfangsdrähte über dem Erdboden.

Marconi hatte schon bei seinen ersten Versuchen eine der markantesten Erscheinungen der Strahlung beobachtet und praktisch ausgenutzt, nämlich die außerordentliche Vermehrung der Wirkung mit zunehmender Erhebung der Antennen über dem Erdboden.

Das Studium dieses Phänomens hat für die experimentellen Arbeiten auf diesem Gebiete fundamentale Bedeutung und gibt uns wichtige theoretische Aufschlüsse über die Form und Gestalt der ausgestrahlten Kraftlinienbilder.

Es kann die Nichtbeachtung der Erscheinung zu einer Fehlerquelle werden für die Untersuchung aller Fragen, bei denen die Intensität der Wirkungen eine Rolle spielt.

Da die von Duddell und Taylor[2]) veröffentlichten Resultate nicht einwandfrei sind und es von großer Wichtigkeit schien, derartige Versuche auch auf große Entfernungen durchzuführen, habe ich untersucht[3]):

1. den Einfluß der Hebung des Luftleiters in der Sendestation auf die Empfangswirkung in der Empfangsstation I in 375 m und in Empfangsstation II in 8 km Entfernung.

2. Einfluß der Hebung des Luftleiters in Empfangsstation II. Das Resultat dieser Messungen war:

---

1) K. E. F. Schmidt, Phys. Ztschr. 8, 8, 1907.
2) Duddell und Taylor, Journ. Inst. Electr. 35, 321, London 1905.
3) K. E. F. Schmidt, Dieses Jahrbuch 1, 483, 1908.

a) $\frac{\Delta \varphi_e}{\Delta h}$ = constans, wenn $\Delta \varphi_e$ die der Hebung Δh entsprechende Vermehrung der Empfangswirkung bedeutet.

b) Hebung der Antenne um 1 m gibt rund 20 % Vermehrung in der Empfangswirkung; gültig sowohl für 1 wie 2.

Die durch Witterungsverhältnisse eintretenden Änderungen in der Höhe der Sendeantenne halten sich nach Triangulationsmessungen innerhalb kleiner Grenzen (5 cm). Nur an einem Tage ist in 6 Stunden eine Zunahme von 48 cm beobachtet. Diese günstigen Verhältnisse sind wohl darauf zurückzuführen, daß sämtliche Abspanntaue der Maste und das Tragseil der Maste durch starke Spiralfedern dauernd stark gespannt sind. Starke Windbewegungen ergeben naturgemäß stärkere und schneller vor sich gehende Höhenänderungen und wirken daher häufig störend auf die Messungen ein.

Für sehr exakte Intensitätsmessungen müssen die Höhenänderungen der Antennen beobachtet und berücksichtigt werden.

Diese Versuche ergeben eine experimentelle Bestätigung der Strahlungstheorie von H. Hertz[1]. Weitere Schlußfolgerungen über die Gestalt der an der Erdoberfläche gleitenden Felder behalte ich einer späteren Mitteilung vor.

§ 4. Die Dämpfung der Wellen und ihre Messung.

Der Fortschritt in der Empfindlichkeit der Meßeinrichtungen hat es ermöglicht, sehr genau arbeitende Methoden für die Messung der Dämpfung auszubilden. Theoretisch ist die Dämpfung elektrischer Wellen zuerst von Bjerknes[2] und Drude[3] studiert; beide geben eine sehr einfache Formel, um die Größe der Dämpfung aus einer beobachteten Resonanzkurve abzuleiten. Diese Formeln sind nur auf Grund starker Vernachlässigungen gewonnen, so daß ihre Benutzung nicht ohne Bedenken ist. Ich habe versucht[4], strengere Berechnungen durchzuführen. Die Schlußformel wird dadurch natürlich für direkte Berechnung unbequem. Es läßt sich aber, wie ich zeigte, ein System von Resonanz- bzw. Dämpfungskurven für bestimmt angenommene Dämpfungswerte berechnen und aus diesen das bemerkenswerte und für die praktische Verwendung sehr wichtige Resultat ableiten,

1) H. Hertz, Ausbreitung der elektrischen Kraft S. 151.
2) Bjerknes, Wied. Ann. (3) 55, 121—199, 1895.
3) Drude, Ann. d. Phys. (4) 15, 716, 1904.
4) K. E. F. Schmidt, Phys. Ztschr. 9, 13—18, 1908.

daß die Breiten einer Dämpfungskurve proportional der ihr zugehörigen Dämpfung bzw. dem log. Dekrement sind. Es ergibt sich daraus ein graphisches Verfahren, um sehr schnell aus einer Resonanzkurve das log. Dekrement der Schwingung zu ermitteln.

Experimentell habe ich bisher folgende Resultate gewonnen[1]):

1. Sendesysteme mit Erdung und Gegenharfe. Ein aus einer Vertikalharfe (10 ‖ Drähte aus Phosphorbronzelitze 2 mm Durchmesser, gegenseitiger Abstand 1 m, Länge 20 m), wenigen Windungen einer Spule und einer Doppelfunkenstrecke (2 × 8 mm Länge) bestehender Sender wurde in reiner Marconischaltung erregt. Der Sender war im ersten Versuche an eine künstliche Erde, dann an eine Gegenharfe (gleiche Form wie Vertikalharfe) angeschlossen. Die Messung für das log. Drekrement Δ folgende Werte:

Geerdeter Sender . . . $\Delta = 1$ (angenähert)
Sender mit Gegenharfe . $\Delta = 0{\cdot}19$

2. Einfluß der Funkenlänge und der Witterung:

Funkenlänge mm	log. Dekrement Δ		
2×3	—	0·35	0·47
2×4	0·5	—	0·36
2×5	0·32	0·27	0·34
2×6	0·26	—	0·26
2×7	—	0·25	0·25
2×8	0·21	—	—
	am 16.—17. Juni 1907	am 4. August 1907	am 8. August 1907

Der Sender bestand aus Harfe und Gegenharfe. Mit zunehmender Funkenlänge nimmt also die Dämpfung merklich ab. An verschiedenen Tagen zeigen sich nachweisbare Unterschiede im Werte Δ.

3. Dämpfung gekoppelter Systeme (Braun-Schaltung). Der Sender bestand aus den beiden Harfen (vgl. 2) und war durch eine zwischen ihnen liegende Spule, deren mittlere Windungen gleichzeitig in dem geschlossenen Flaschenkreis lagen, mit diesem fest gekoppelt (51 %); die Kapazität der Flaschen betrug ca. 13000 cm. Es ergab sich:

1) K. E. F. Schmidt, Phys. Ztschr. 8, 619 ff., 1907.

$\varDelta$ für den Sender		
Funkenlänge mm	Kurze Welle $\varDelta = 393 \cdot 5$ m	Lange Welle $\varDelta = 692 \cdot 5$ m
2×5	$\varDelta = 0 \cdot 13$	$\varDelta = 0 \cdot 19$
2×6	$\varDelta = 0 \cdot 11$	$\varDelta = 0 \cdot 16$

Also auch hier Abnahme mit der Funkenlänge.

4. Die Abhängigkeit von den Witterungsverhältnissen spricht sich weiter in folgenden $\varDelta$-Werten des Senders — stets bei genau gleichen Anordnungen gemessen — aus:

Kurze Welle $\varDelta = 393$ m			
27. Mai 1907	$\varDelta = 0 \cdot 152$	1. Juni 1907	$\varDelta = 0 \cdot 165$
29. „ 1907	$\varDelta = 0 \cdot 161$	1. „ 1907	$\varDelta = 0 \cdot 182$
29. „ 1907	$\varDelta = 0 \cdot 165$	7. „ 1907	$\varDelta = 0 \cdot 190$
30. „ 1907	$\varDelta = 0 \cdot 157$	8. „ 1907	$\varDelta = 0 \cdot 189$
31. „ 1907	$\varDelta = 0 \cdot 175$	10. „ 1907	$\varDelta = 0 \cdot 202$
		12. „ 1907	$\varDelta = 0 \cdot 188$

Fast täglich ausgeführte Beobachtungen Ende Oktober des gleichen Jahres haben für $\varDelta$ des Senders Werte von großer Konstanz gegeben; zwischen dem 19. und 30. hat sich der Wert nur wenig von $\varDelta = 0 \cdot 20$ entfernt.

19. Oktober 1907 . . .	$\varDelta = 0 \cdot 200$
22. „ 1907 . . .	$\varDelta = 0 \cdot 209$
23. „ 1907 . . .	$\varDelta = 0 \cdot 210$
25. „ 1907 . . .	$\varDelta = 0 \cdot 207$
28. „ 1907 . . .	$\varDelta = 0 \cdot 210$
30. „ 1907 . . .	$\varDelta = 0 \cdot 213$

Eine bemerkenswerte Beobachtung machte ich am 2. Juni 1907 früh zwischen 11 und 12 Uhr. In der ersten halben Stunde fand ich $\varDelta = 0 \cdot 164$, in der zweiten $\varDelta = 0 \cdot 142$. Gleichzeitig beobachtete Empfangswirkungen in 8 km Abstand ergaben $\varphi e / \varphi_s = \eta' = 0 \cdot 61$ bzw. $0 \cdot 71$. Diese Änderungen fielen zeitlich zusammen mit einer starken Änderung in der Atmosphäre; die in der ersten halben Stunde stark ionisierte Luft (Gewitterbildung) wurde durch einen plötzlich aufklärenden heftigen Wind stark abgekühlt und gereinigt.

5. Elektrodenmaterial. Ein Vergleich der Dämpfungswerte bei Verwendung von Elektroden aus Messing und Zink ergab eine Zunahme von $\varDelta$ (geschlossener Kreis) bei Benutzung der Zn-Elektroden

(Messing $\varDelta = 0 \cdot 335$, Zink $= 0 \cdot 379$). Da außerdem die Konstanz bei Messingelektroden besser war, so verwende ich jetzt ausschließlich bei großen Energiemengen Messingelektroden.

6. Einfluß des Gases für die Dämpfung der Funkenschwingung[1]).

Im Laboratorium hatte ich bezüglich der Konstanz der Meßresultate dadurch, daß ich den Funken statt in Luft in Wasserstoff übergehen ließ, so gute Resultate erhalten, daß der Versuch lohnend schien, auch für die Arbeiten auf meiner Versuchsstation in gleicher Weise vorzugehen. Die Resultate sind aber völlig negativ ausgefallen; ich erhielt bei diesen Versuchen im großen zunächst durch den in Wasserstoff übergehenden Funken keine Besserung bezüglich der Konstanz. Ferner zeigten die Schwingungen eine erhebliche Steigerung der Dämpfung und damit verknüpfte sich eine außerordentliche Schwächung für die Wirkung auf der Empfangsstation.

Im geschlossenen Kreis ergab sich $\varDelta = 0 \cdot 25$ für Luft, $= 0 \cdot 42$ für Wasserstoff; im Sender fand ich $\varDelta = 0 \cdot 3$ für Luft und $= 0 \cdot 9$ für Wasserstoff.

Auf der Empfangsstation ermittelte ich $\eta' = \varphi e / \varphi_s$ wie folgt:

	η'	
Funkenlänge	Luft	Wasserstoff
1×5 mm	11·3	2·5
1×10 „	7·35	2·5

7. Quantitative Versuche über die Schwächung der Wirkung durch geerdete Leiter in der Nähe des Senders.

Die Maste meiner Station sind durch Blitzableiter geschützt; ich habe diese so einrichten lassen, daß ich die aus Kupferseil bestehenden Leiter von der Erde trennen, und wenn wünschenswert, auf einer Holzwalze aufwickeln kann.

Um die Einwirkungen der Blitzableiter festzustellen, habe ich Messungen auf der 8 km entfernten Empfangsstation ausgeführt bei geerdetem, nichtgeerdeten und aufgerollten Blitzableiter. Ich fand folgendes.

Eine Änderung der Dämpfung ließ sich weder im Sender noch im Empfänger feststellen; dagegen war die Empfangswirkung erheblich verschieden:

1) K. E. F. Schmidt, Phys. Ztschr. 8, 617, 1907.

Blitzableiter geerdet	Max. von $\varphi e =$	74 Skt.
„ von Erde frei	„ „ $\varphi e =$	100 „
„ „ „ „ und aufgerollt	„ „ $\varphi e =$	103 „

Die Blitzableiter sind 10 m von der Vertikalharfe entfernt; noch in solchen Abständen halten geerdete Leiter 40 % der Wirkung zurück. Ob die jetzt wesentlich verbesserte Meßmethode der Dämpfung die erwartete Vermehrung für das geerdete Blitzableitersystem ergibt, soll durch neue Messung festgestellt werden.

§ 5. Gerichtete drahtlose Telegraphie.

Die Frage, ob man den elektrischen Wellen eine Richtung erteilen kann, ist besonders von F. Braun [1]) studiert worden. Er benutzte u. a. als Empfänger Luftleiter mit schwacher Neigung gegen den Horizont und zeigte, daß sie besonders stark auf Wellen ansprechen, welche in der durch den Empfängerdraht gelegten Vertikalebene fortschreiten.

1906 hat Marconi messende Versuche durchgeführt, deren Wiederholung und Weiterführung mir von Wichtigkeit erschien. Nachdem ich zunächst die Marconi-Versuche für gerichtete Empfänger quantitav bestätigt hatte, zeigte ich, daß die Empfangswirkung eines horizontal gespannten Leiters erheblich schlechter als die mit dem gleichen Draht bei vertikaler Ausspannung ist. Folgende Zahlen geben das Resultat:

a) Empfänger vertikal, Sender vertikal . .	$\varphi e =$ 148 Skt.
„ horizontal, Sender vertikal .	$\varphi e =$ 55 „
b) Empfänger vertikal, Sender vertikal . .	$\varphi e =$ weit über 280 Skt.
„ „ „ horizontal .	$\varphi e =$ 29 Skt.

Bei a) war der Sender eine 27 m hohe Kegelharfe, bei b) eine Litze von 41 m Länge; in horizontaler Lage war das Ende des Drahtes von der Sende bzw. Empfangsstation abgewandt.

Bei wachsender Länge des horizontal gespannten Drahtes nimmt die Wirkung stark zu.

Drahtlänge . . .	14·9 m	$\varphi e =$ 137·5	Skt.
„ . . .	30 „	$\varphi e =$ 1120	„ (reduziert)

Eine Hebung des Horizontaldrahtes ergibt starke Zunahme der Wirkung:

Drahthöhe über dem Erdboden	$h =$ 1 m 25 cm	$\varphi e =$ 112 Skt.
„ „ „ „	$h =$ 4 „ 15 „	$\varphi e =$ 172·2 Skt.

1) Siehe F. Braun, Dieses Jahrbuch 1, 1 ff., 1907.

Aber die Richtungswirkung ist wesentlich geschwächt[1]. Eine Erklärung für einen Teil dieser Erscheinungen ergibt die Hertzsche Theorie der Strahlung[1]. Nach dieser entsteht ein elektrisches Kraft feld, welches sich aus einem vertikal und horizontal gerichteten Teil zusammensetzt; die Wirkung des ersteren ist nach dieser Theorie bei weitem überwiegend, daraus erklärt sich, daß der Empfang mit vertikal geführtem Draht wesentlich stärker ist als bei horizontaler Lage; die Hertzsche Theorie zeigt weiter, daß mit zunehmender Länge und Erhebung des Horizontaldrahtes über dem Erdboden eine Verstärkung der Wirkung eintreten muß.

Ich habe dann eine neue Versuchsanordnung durchgeführt, deren Grundgedanken ich im Anschluß an eine Vorlesung über Strahlung elektromagnetischer Wellen gegeben hatte (W. S. 1905/06)[2]. Der Gedankengang ist folgender: Die Strahlung eines Flächenelementes ist bestimmt durch den elektrischen Vektor $\mathfrak{E}$ und magnetischen $\mathfrak{H}$ und proportional $\mathfrak{E} \cdot \mathfrak{H} \cdot \sin(\mathfrak{E}_1 \mathfrak{H})$; gelingt eine Verstärkung der Vektoren in einem Teile des Feldes auf Kosten anderer Feldteile, so muß senkrecht zur Richtung der erstgelegenen eine entsprechende Vermehrung der Strahlung beobachtet werden[3]. Die Verstärkung schien dadurch für den Vektor $\mathfrak{E}$ möglich, daß man einen Vertikalleiter mit einem horizontalen zu einem System verbindet; es muß dann das bei Erdung des Vertikaldrahtes symmetrisch um den Vertikalleiter liegende elektrostatische Feld merklich in der durch den Horizontalleiter bestimmten Vertikalebene nach dem letzteren Leiter zu verstärkt und dadurch $\mathfrak{E}$ vergrößert sein. Der Versuch erwies die Richtigkeit dieser Schlußfolgerung. Von meiner ausführlichen Mitteilung gebe ich hier Tabelle III wieder:

	0°-Lage	180°-Lage
Maximalwirkung in der Sendestation . .	$\varphi_s = 203$	203
„ „ „ Empfangsstation[4]	$\varphi e = 166$	224

Das für die Wirkung des Systems maßgebende Verhältnis $\frac{\varphi e}{\varphi_s}$ ist von 0·82 auf 1·10, d. h. um 34% gewachsen; die Stellung des Drahtes in 90° ergab eine Vermehrung um 17%.

Bei Annäherung des Horizontaldrahtes an die Erde — in dem

1) K. E. F. Schmidt, Elektrot. Ztschr. 1906, S. 852.
2) K. E. F. Schmidt, Phys. Ztschr. 7, 661, 1906.
3) K. E. F. Schmidt, Phys. Ztschr. 8, 5, 1907.
4) Bei 180°-Lage war der Horizontaldraht dem Empfänger zugewandt.

obenerwähnten Fall war er 6 m über der Erde — trat noch eine erheblichere Vermehrung auf.

Daß die Wirkungen hier spezifisch anders als bei den Braunschen bzw. Marconischen Versuchen sind, geht daraus hervor, daß Marconi zwei Maxima findet, während bei meinen Versuchen nur ein Maximum auftritt, und weiter daraus, daß für diesen Fall der Draht bei meinen Versuchen um 180° gegen die Lage bei Marconi gedreht ist.

Man erzielt also eine bedeutende Vermehrung der Wirkung in Richtung des Horizontaldrahtes, kann also die Strahlung der Wellen bis zu einem sehr merklichen Prozentsatz richten.

Die Entfernung der Stationen war bei diesen Versuchen ca. 375 m; Versuche, welche ich auf 8 km ausführte, haben bisher kein klares Bild gegeben. Ich konnte die Versuche bisher nur so durchführen, daß gleichzeitig in der Wallwitzer Station und der in genau entgegengesetzter Richtung liegenden des Physikalischen Instituts Messungen der Wellenintensität vorgenommen wurden. Die mit verschiedenen Barrettern ausgeführten Beobachtungen haben nicht zu einheitlichen Resultaten geführt, da sich die Barretter infolge gewisser Dämpfungserscheinungen in den sehr verschieden gehaltenen Luftleitern der beiden Stationen verschieden verhielten. Jedoch glaube ich aus den Resultaten so viel entnehmen zu können, daß auch auf derartige Entfernungen die Unsymmetrie des Senderfeldes wirksam bleibt. Zur völligen Klärung und Entscheidung der von Braun[1]) geäußerten Bedenken bedarf es noch weiterer Versuche, welche nach Abschluß der augenblicklichen Arbeiten durchgeführt werden.

§ 6. Wirkungen bei verschieden gestalteten Empfangssystemen.

Für die Messung und die praktische Verwertung sowie besonders auch für die Theorie der elektrischen Kraftfelder sind Versuche mit möglichst verschieden gestalteten Empfängern von großer Wichtigkeit.

Der Luftleiter bestand aus einer einfachen Litze; diese war über eine Abstimmspule an einen Barretter angeschlossen. Der andere Pol des Barretters wurde an Erde gelegt (1) oder über eine zweite Abstimmspule mit einem horizontal geführten Leiter verbunden (2 und 3). In den Versuchen 4 und 5 wurde ein Horizontaldraht als Empfänger benutzt.

1) Braun, Dieses Jahrbuch 1, 4, 1907.

Das Verhältnis der Galvanometerwirkung φe, in der Empfangsstation zu φ_5, in der Sendestation $\eta' = \varphi e / \varphi_5$ ist auch hier wieder geeignet, die in Betracht kommenden Fragen zu klären. Ich fand:

Empfangssystem	η'
1. Vertikaldraht geerdet	2·84
2. „ mit Horizontaldraht in 180° Lage	2·3 (dem Sender zugekehrt)
3. Vertikaldraht mit Horizontaldraht in 0° Lage	0·8
4. Horizontaldraht 0° Lage geerdet	0·79
5. „ 180° „ „	0·24

Qualitativ läßt sich aus den genannten Versuchen über die Dämpfung der Wellen bei den 5 erwähnten Empfangssystemen folgendes sagen: Nahezu gleich ist die Dämpfung bei 1, 4 und 5, erheblich kleiner ist die Dämpfung bei 2, einen in etwa in der Mitte zwischen beiden liegenden Dämpfungswert ergibt 3.

Auch über diese Erscheinungen gibt uns die Betrachtung von H. Hertz zunächst wenigstens qualitativ Aufschluß.

Diese Einwirkung der Erdoberfläche auf einen horizontalen Empfangsdraht besteht in einer Vermehrung der Kapazität des Drahtes und einer Vergrößerung der Dämpfung; beides läßt sich leicht durch die Resonanzkurven nachweisen, wie ich durch Versuche mit Drähten in 60—100 und 150 cm Erdabstand zeigen konnte. Die zur Erzielung der Resonanz zuzuschaltende Induktanz wurde größer und die Breite der Resonanzkurven geringer; die Einwirkung hört bei 2,50 bis 3 m Bodenabstand auf.

Besonderes Interesse beansprucht die Frage nach dem Einfluß, den die Zufügung eines zweiten Empfangsdrahtes hat. Die Abstimmspule des Versuches 1 wurde mit einem zweiten Luftleiter verbunden und dieser mit seinem oberen Ende 2·1 m isoliert von dem ersten aufgehängt. Die Zufügung des zweites Drahtes ergab eine Vermehrung der Wirkung von 234 auf 287 Skt., also etwas über 20 %, ein dritter Draht in 5 m 45 cm Abstand erhöhte die Wirkung auf 306 Skt. Die Zuschaltinduktanz mußte von $L = 580000$ cm auf etwa 355000 bzw. 260000 cm infolge der Kapazitätsvermehrung durch die zugefügten Drähte verkleinert werden.

Starke Vermehrung der Empfangswirkung trat auch dann auf,

1) K. E. F. Schmidt, Phys. Ztschr. 8, 621, 1907.

wenn zwei Drähte in verschiedene Abstände gebracht wurden, wie folgende Tabelle zeigt:

Gegenseitiger Abstand der Drähte oben	unten	Maximalwirkung Sek.	L der Zuschaltinduktanz
25	40	146	73 000
180	40	173	60 000
180	250	166	58 600
360	250	180	57 000
360	500	168	54 000
ein Draht		—	92 300

Die Vermehrung der Drähte in einem Empfangssystem vergrößert also in außerordentlicher Weise die Kapazität des Systems, und hebt die Empfangswirkung.

Sehr erheblich stieg die Wirkung, als ich die oberen bis dahin isolierten Drahtenden leitend verbNnd, nämlich von 306 auf 493 Skt. Hierbei trat wieder eine Kapazitätsverkleinerung ein, so daß *L* der Induktanz wieder auf 340000 cm vermehrt werden mußte.

Diese lediglich orientierenden Versuche sollen noch sorgfältiger durchgeführt werden, da die zur Bestimmung der Gestalt der elektrischen Felder der über die Erdoberfläche gleitenden Wellen wichtig sind.

§ 7. Störungen durch atmosphärische Elektrizität.

a) Störungen in einem Empfangssystem mit doppelter täglicher Periode [1]).

Eine sehr merkwürdige Erscheinung konstatierte ich an dem Empfangssystem, welches ich am hiesigen Physikalischen Institut angebracht habe. Das System besteht aus einem 80 m-Luftleiter, dessen oberes Ende am Turme des Instituts 41 m über Erde befestigt ist, einer Abstimmspule und dem Barretter, welcher über eine Leidener Flasche von 2000 cm Kapazität an die städtische Wasserleitung angeschlossen ist. Trotz guter Konstanz in der Sendestation zeigten sich gelegentlich einer Messung um Mitternacht so erhebliche Schwankungen in der Empfangswirkung, daß ich die Erscheinung weiter verfolgte. Beobachtungen, welche

1) K. E. F. Schmidt, Phys. Ztschr. 8, 136, 1906.

nachts zwischen 10 u. 2 Uhr am 19./20. IV. 1906 und 21./22. IV. 1906,
mittags zwischen 10 u. 2 Uhr am 20. IV. 1906 und 21. IV. 1906,
morgens zwischen 5 u. 7 Uhr am 20. IV. 1906,
nachmittags zwischen 5 u. 7 Uhr am 20. IV. 1906 und 21. IV. 1906

angestellt wurden, ergaben, daß die Schwankungen nur um Mittag und Mitternacht, dagegen nicht morgens und nachmittags auftreten.

Die Schwankungen waren so beträchtlich, daß es oft nicht möglich war, eine Resonanzkurve aufzunehmen. Die Störungen verschwanden, als ich den Luftleiter mit einem Gegendraht verband.

Daß diese Erscheinungen irgendwie mit Vorgängen, welche durch das Kabelnetz des städtischen elektrischen Werkes hervorgerufen sein könnten, zusammenhängen, ist nach genauer Information über den dortigen Betrieb ausgeschlossen.

Eine Deutung der Versuche scheint möglich, wenn man Schwankungen in der Aufladung der Wasserleitungsrohre voraussetzt, welche nach den Arbeiten von Elster und Geitel, Ebert und besonders Zölß [1]) dadurch herbeigeführt werden können, daß ionisierte Luft in den Kapillaren der Erdoberfläche bewegt wird. Diese Bewegungen zeigen nach Zölß Maxima um Mittag und Mitternacht, während die Minima um 6 bis 7 Uhr morgens und abends liegen. Mit jenen fallen zeitlich die von mir beobachteten Störungen, mit diesen die störungsfreien Beobachtungen zusammen.

b) Sonstige Störungserscheinungen.

Gelegentlich der im September 1906 ausgeführten Empfangsversuche der von Nauen und Norddeich ausgesandten Wellen, welche ich auf Wunsch der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie ausführte, beobachtete ich folgendes. Der Luftleiter meines Empfangssystems bestand für diese Versuche aus einer 25 m langen Vertikalharfe, [oben 8, unten 4 m breit hergestellt aus 17 Kupferdrähten 1 mm Durchmesser]; sie war angeschlossen an eine Induktanz, deren $L = 2\,500\,000$ cm (ca.) betrug, und über einen Schlömilch-Detektor an eine künstliche Erde angelegt. Während die Zeichen der 131 km entfernten Station Nauen an allen Abenden deutlich waren und noch in 1 m Abstand vom Telephon wahrnehmbar blieben, waren die Zeichen der 400 km entfernten Station in Norddeich an einigen Abenden sehr klar, dagegen

1) B. Zölß, Beiträge zur Kenntnis der atmosphärischen Elektrizität. Sitz.-Ber. d. Wiener Akademie 112, IIa Juli 1903, Dez. 1903; 114, IIa Jan. 1905.

an einigen verwaschen und verschiedentlich überhaupt nicht zu hören. Im letzteren Falle traten störende Geräusche im Telephon auf, welche an den verschiedenen Abenden in der Stärke variierten und an manchen Tagen außerordentlich stark anwuchsen. Die Geräusche entstehen durch ionisierte Teilchen, welche durch die Windbewegung an die Harfe getrieben, über den Detektor nach der Erde abfließen.

Ich habe diese Erscheinung durch regelrecht dreimal am Tage ausgeführte Beobachtungen später über viele Monate weiter verfolgt. Es ließen sich die Telephongeräusche der Intensität nach in 5 Klassen (*a* bis *d*) teilen[1]. Bei den Versuchen wurde festgestellt, wieviel Geräusche der verschiedenen Stärken innerhalb 5 Minuten gezählt wurden; beobachtet wurde um 9 und 1 Uhr vormittag und 7 Uhr nachmittag. Aus den Protokollen entnehme ich folgende Beispiele für die Beobachtungen:

		a	*b*	*c*	*d*	*e*			*a*	*b*	*c*	*d*	*e*
4. Okt. 1906	9^h	4	8	15	—	—	19. Nov. 1906	9^h	2	73	7	—	—
	1^h	—	17	16	—	—		1^h	3	42	40	—	—
	7^h	1	15	59	2	—		7^h	—	85	40	—	—
5. Okt. 1906	9^h	—	—	49	18	2	20. Nov. 1906	9^h	—	33	48	—	—
	1^h	—	2	47	22	2		1^h	—	51	87	—	—
	7^h	—	—	15	63	19		7^h	—	27	85	16	—
6. Okt. 1906	9^h	—	3	15	13	—	22. Nov. 1906	9^h	15	19	6	—	—
	1^h	—	2	12	28	1		1^h	15	28	1	—	—
	7^h	—	40	5	2	—		7^h	6	69	13	—	—
8. Okt. 1906	9^h	2	12	61	12	—							
	1^h	1	10	51	19	—							

Derartige Beobachtungen, welche bei einiger Übung leicht und bequem anzustellen sind, geben eine gute Methode, schnell über die elektrische Beschaffenheit der Atmosphäre Aufschluß zu erteilen. Besonders stark werden die Wirkungen bei Gewitterbildung; an solchen Tagen steigen sie in Zahl und Stärke derartig an, daß die Geräusche im Telephon mit dem Gehör nicht mehr zu differenziieren sind; sie werden oft dem Ohre direkt unangenehm. Unter solchen Verhältnissen lassen sie sich auch direkt durch die Wirkung am Barretter wahrnehmen. So wurden am 19. Juli 1907 bei direkter Schaltung in das Empfangssystem folgende Ausschläge am Galvanometer innerhalb 3 Minuten beobachtet:

---

1) Klasse *a* enthält die stärksten, *d* die schwächsten Geräusche.

16—16—20—40—72— 8—12—12— 8—12
12—36—16—16—16— 16—12—10—12—16— 4
10—20—96— 4—16—120—12—20—12—16—60—12

An solchen Tagen sind exakte Beobachtungen nicht ausführbar, zumal beim Ausbruch der Gewitter, auch wenn sie 15—20 km entfernt sind, da in den gekoppelten und auf bestimmte Eigenschwingungen eingestellten Systemen noch Wirkungen im Barretter auftreten, die Ausschläge von mehreren Hunderten von Skalenteilen zur Folge haben.

Um einen Zusammenhang mit den meteorologischen Daten zu konstruieren, genügt mein Material noch nicht. Soweit ich bis jetzt sehen konnte, schienen die Tage starker Störungen mit den Zeiten zusammenzufallen, wo das Barometer starke und schnell eintretende Depressionen zeigt.

§ 8. Die erste Oberschwingung. Interferenzerscheinungen.

Die beschriebene Meßmethode für die Untersuchung der ankommenden Wellen ermöglicht es, festzustellen, ob Oberschwingungen in einem Sender auftreten. In der Tat konnte ich solche feststellen. indem ich den Luftleiter wesentlich kürzte und die Induktanz erheblich verkleinerte. Der verkürzte Empfänger sprach dann außer auf die Welle, welche der Eigenschwingung des Senders entspricht ($\lambda = 303$ m), noch auf eine zweite Welle an, welche nach den mir zu Gebote stehenden Unterlagen für meine Schätzung nahe 150 m haben mußte.

Ich habe die Beobachtungen dieser Oberschwingung an 3 Tagen mit gleichem Erfolg wiederholt und auch das Intensitätsverhältnis für Grundton und Oberton bei verschiedenen Funkenlängen in der Sendestation bestimmen können. Die Resultate gibt die nebenstehende Tabelle S. 187.

Der Sender (Marconi-Schaltung) bestand aus einer Vertikalharfe — 2 × ... mm Funkenstrecke — $6^1/_3$ Windungen einer Spule von 37·5 cm Durchmesser — Horizontalharfe. Der erregende Funke stand also in stark unsymmetrischer Stellung zum schwingenden System. Es wurde dann durch passend eingeschaltete Induktanz die Funkenstrecke möglichst in die Mitte des Schwingungssystems gebracht, so daß jetzt eine symmetrische Erregung des Senders erfolgte: Bei dieser Versuchsanordnung ließ sich eine Oberschwingung nicht mehr nachweisen.

Funkenlänge im Sender	*L* im Empfangsdraht bei Resonanz und zugehöriges φ			
	$L = 215000$ $\varphi_0 =$	$L = 25000$ $\varphi_1 =$	φ_0/φ_1	Luftleiter allein ca. 13—14 m am 16. V. 1907
2×2	75	15·3	4·9	Galvanometerwiderstand $wg = 30$ Ohm
2×3	138	31	4·4$_5$	
2×4	83·7	22	3·8	$wg = 200$ Ohm Öftere Funkenfolge im Sender
2×4	163	37	4·4	
2×8	234	47	5·0	
	$L = 257000$	$L = 40200$		
2×6	260	47	5·5	Luftleiter + sämtliche Zu- und Ableitungen bis zur künstlichen Erde = 12·6 m

Das Auftreten der Oberschwingung hatte bei den damals unternommenen Messungen große Inkonstanz zur Folge.

Das Auftreten einer Interferenz beobachtete ich bei folgender Anordnung[1]) des Empfangssystems. Der vertikale Luftleiter endete in einen Rahmen von 4×1 m²-Fläche; die oberen und unteren Seiten der Fläche waren von 2 Aluminiumröhren gebildet und diese durch 5 Querverbindungen aus 4 mm Kupferdraht verbunden. Von der Mitte der unteren Seite führte ein Litzenleiter über eine Abstimmspule nach dem einen Pol des Barretters, der andere Pol war durch eine zweite Abstimmspule geschlossen, welche am anderen Ende mit einem nach hinten gespannten Luftleiter verbunden war. Der Rahmen konnte bis auf die Erde gesenkt und bis etwa 11 m hoch gezogen werden. Durch Aufnahme der Resonanzkurven stellte ich nun fest, daß die Wirkung in dem Empfangssystem bei 5 m Rahmenhöhe gleich Null wurde, dagegen bei geringerer und vermehrter Erhebung über dem Boden eine Zunahme der Wirkung auftrat; die Resultate gibt die folgende Tabelle:

1) K. E. F. Schmidt, Phys. Ztschr. 8, 823, 1907.

Rahmenhöhe	Wirkung
3 m	$\varphi e = 32$
4 „	$\varphi e = 8$
5 „	$\varphi e = 0$
6 „	$\varphi e = 8$
8 „	$\varphi e = 108$

Wurde nur der Rahmen (in etwa 3 m Höhe) oder der nach hinten gespannte Luftleiter an Erde geschlossen, so traten angenähert gleiche Wirkungen (98 Skt. bzw. 92 Skt.) im Barretter auf; beide Systeme zu einem Empfangsleiter verbunden ergaben 38 Skt. Ausschlag. Es tritt also hier eine Interferenzerscheinung zwischen den beiden Wirkungen im Vertikal- und Horizontalleiter auf. Die Kraftbilder von H. Hertz lassen nun erkennen, daß in den tiefen Lagen des Rahmens die Wirkung des Horizontalleiters überwiegt, bei höheren die des Vertikalleiters. Auf diese Weise erklärt sich das oben beschriebene Ansteigen der Wirkung.

Auf eine Interferenz ist auch eine andere von mir beobachtete Erscheinung zurückzuführen. Bei Gelegenheit des Empfanges mit 25 m langem, nach hinten gespanntem horizontalem Luftleiter bemerkte ich Minima der Wirkung, wenn der Sender Wellen von ca. 190 m und 240 m Länge aussandte, dagegen ein Ansteigen der Wirkungen, wenn die Wellenlänge kleiner und größer als die genannten gemacht wurden[1]).

Die bei diesen Versuchen benutzten Abstimmspulen hatten 63 Windungen; für den 25 m Leiter war zur Einstellung der Resonanz auf die kurzen Wellen nur die Benutzung der ersten Windungen (z. B. für $\lambda = 190$ m 12 Windungen) erforderlich, so daß also der größere Teil der Windungen unbenutzt blieb. In diesen wird nun eine Schwingung induziert, welche mehr oder weniger kräftig auftritt, je nachdem die Eigenschwingung der über den Barretter geerdeten Restwindungen mit der zu untersuchenden in Resonanz steht. Ungefähr lassen sich die Verhältnisse überblicken, wenn man die von Drude angestellten Untersuchungen[2]) über die Eigenschwingungen von Spulen in Betracht zieht. Streng rechnerisch ist die Sache schwer zu verfolgen; dagegen lassen sich leicht experimentelle Anordnungen herstellen, bei denen absichtlich Schwingungen in den Restwindungen erzeugt werden, welche mit den ankommenden Wellen in Resonanz sind.

1) K. E. F. Schmidt, Phys. Ztschr. 7, 663, 1906.
2) Drude, Ann. d. Phys. 9, 293, 1902, und 11, 957, 1903.

Bei einem derartigen Versuch erhielt ich folgendes: Die Welle des Senders war $\lambda = 168$ m; der Empfangsleiter war mit dieser in Resonanz, wenn 15 Windungen eingeschaltet waren, fügte ich jetzt zu der Abstimmspule eine zweite, so daß 2×63 Windungen vorhanden waren, so trat der Maximalausschlag schon beim Einschalten von 12 Windungen auf; die Wirkung war aber von 222 Skalenteilen auf 75 gesunken und beim Einschalten von 15 Windungen wurden nur noch 65 Skt. beobachtet. Hier tritt die Einwirkung der vermehrten Zahl der Restwindungen zweifellos zutage. Für die Praxis der Messungen folgt daraus, daß man völlig reine Resultate nur mit Spulen erhält, bei denen die Restwindungen keine große Länge haben. Gleichzeitig geben die Beobachtungen eine Bestätigung der oben gemachten Annahme.

§ 9. Neuere Arbeiten aus 1908.

Teils abgeschlossen, teils noch in Arbeit sind folgende Untersuchungen; dieselben werden als Dissertationen erscheinen.

1. Studien über hochempfindliche Thermoelemente.
2. Untersuchungen über den Barretter.
3. Absolute Messungen der Intensität elektrischer Schwingungen.
4. Dämpfung elektrischer Schwingungen, welche durch Funken in verschiedenen Gasen hervorgerufen sind.
5. Zur Theorie der Dämpfungsmessungen und der Resonanz.
6. Untersuchungen über Dämpfung und Koppelung elektrischer Schwingungen.
7. Dämpfung und Koppelung in mechanischen Schwingungssystemen.
8. Resonanztransformatoren für 3000 periodigen Wechselstrom.

Halle a. S.-Cröllwitz, Physikalische Versuchsstation. Sept 1908.

(Eingesandt 20. September 1908.)

Über die Bestimmung der Richtung von Schiffen vermittels der Hertzschen Wellen.

Von A. Blondel.

Ein Problem, welches heute ein großes praktisches Interesse in den Anwendungen der drahtlosen Telegraphie darbietet, ist dasjenige des Anlandens bzw. Orientierens eines Schiffes, wenn bei nebligem Wetter es sich nicht nach den Landzeichen oder den Feuern der zahlreichen Leuchttürme, welche an den Küsten der zivilisierten Länder errichtet sind, richten kann. Damit das Schiff sich die Hertzschen Wellen wenigstens einigermaßen diesem Zwecke dienstbar machen kann, muß es seine Orientierung[1]) mit Bezug auf Stationen bestimmen können, deren Lage bekannt und auf dem Schiffskurs auswählbar ist.

Der Zweck des vorliegenden Aufsatzes besteht darin, anzugeben, wie die bekannten Mittel sich zur Lösung des Problems darbieten und auf welche ernsten Schwierigkeiten man bei ihrer Anwendung stößt.

Auf dem Kongreß in Angers der Association Française habe ich als einfaches Mittel die Verwendung von beweglichen offenen Rahmen angegeben, die gebildet wurden von zwei parallelen Antennen mit einem horizontalen Verbindungsstück, oder von beweglichen ganz geschlossenen Rahmen (Kreisen), wobei durch Einschalten passender Selbstinduktion und Kapazität auf die wirksame Wellenlänge abgestimmt werden konnte. Neuerdings habe ich mehrfach darauf hingewiesen, daß man zu dem gleichen Resultat gelangen könnte, indem man an

1) Die direkte Bestimmung der Entfernung einer Station wird stets sehr schwierig sein, denn die Intensität der empfangenen Zeichen hängt nicht nur von der Stärke der vom Sender ausgeschickten Wellen ab, welche kaum absolut konstant gehalten werden könnte, sondern auch von der Beschaffenheit des Empfängers, von gelegentlichen Isolationsfehlern, von der mehr oder weniger großen Absorption der Wellen durch atmosphärische Zustände, von der schwankenden Empfindlichkeit der Hörempfänger und des Ohres usw., d. h. von Faktoren, die sich nicht sicher abschätzen lassen.

Es ist deshalb vorzuziehen, die Bestimmung der Lage zurückzuführen auf die Bestimmung eines Winkels; es würde genügen, wenn das Schiff mit einiger Genauigkeit den Winkel seines Kurs mit der Richtung einer Station, mit der es in Verbindung gelangte, messen könnte, vor und nach Durchlaufen einer bestimmten Strecke in gerader Richtung, gemessen mit dem Log, um so durch die einfache Triangelrechnung seine Lage zu bestimmen, wie es in gleicher Weise mit Bezug auf ein bekanntes Leuchtfeuer geschieht.

Stelle eines einzelnen beweglichen Rahmens zwei feste Rahmen benutzt, die in rechtem Winkel zueinander orientiert sind und auf einen empfangenden Stromkreis differentiell wirken. Diese Methode ist durch die Verwaltung der Leuchttürme ausprobiert worden.[1])

Andere ingeniöse und elegante Anordnungen sind von Bellini und Tosi beschrieben und angewendet worden, und beruhen solche gleichfalls auf der Anwendung geschlossener Rahmen (Schwingungskreise), aber in Verbindung mit einer Anordnung der Spulen ähnlich einem Drehfeld nach Ferraris und Artom. Ich komme hierauf nicht näher zurück, da diese Anordnungen bereits eingehend im Jahrbuch [2]) beschrieben worden sind.

Die hauptsächlichste Schwierigkeit, auf welche die Anwendung dieser Dispositionen stößt, besteht darin, auf den Schiffen, speziell den kleinen Handelsdampfern, solche Vielfachantennen von einer solchen Größe zu placieren, daß sie den gebräuchlichen Wellenlängen angepaßt sind, die bekanntlich zwischen 300—800 m variieren; eine Viertelwellenlänge betrüge also 75—200 m, während auf modernen Schiffen die Masthöhe 25—35 m und die Schiffslänge 15—25 m selten übersteigt.

Außerdem ist eine Vergrößerung dieser Dimensionen um so mehr unentbehrlich, als die Schwingungen in den Kreisen, welche die offenen oder geschlossenen Rahmen bilden, nur durch die Wirkung der Differenz der elektromotorischen Kräfte, welche in den vertikalen Teilen induziert werden, entstehen; und diese elektromotorischen Kräfte sind um so weniger verschieden, je geringer die horizontalen Entfernungen zwischen den Leitern sind. Man verfügt also nur über eine Empfindlichkeit, die erheblich geringer ist als diejenige bei Benutzung einer gewöhnlichen offenen Antenne, so daß die ganze Anordnung Gefahr läuft, auf große Entfernungen nicht mehr wirksam zu sein, wodurch das Interesse an derselben aufhören muß.

Erste Lösung.

Einfacher Rahmen.

Da es schwierig sein würde, die Lage eines großen Rahmens an Bord eines Schiffes zu variieren, so ist man gezwungen, das Schiff zu

1) Es sei hingewiesen auf die Apparate, welche auf der Ausstellung in Marseille durch die Zentralverwaltung der Leuchttürme ausgestellt waren, welche bei dieser Gelegenheit die wertvolle Mitwirkung des militärischen Telegraphendienstes (unter den Kapitänen Ferrié und Brenot) erwähnt.

2) Vgl. Jahrb. 1, 598, 1908.

drehen und die Stellungen zu notieren, wo die Stärke der Zeichen ein Maximum und ein Minimum ist, um daraus auf die Richtung zu schließen; letztere steht senkrecht auf der Ebene des Rahmens, wenn die Zeichen im Telephon verschwinden. Der Rahmen wird am besten hergestellt, indem man zwei Antennen schräg gegeneinander wie das Schiffstauwerk ausspannt und die unteren Enden durch einen Draht verbindet, in den der Empfangsjigger eingeschaltet ist. (Um dem so gebildeten Rahmen die genügende Wellenlänge zu geben, kann man die Antennen entweder durch ein Netz horizontaler Drähte (Fig. 6 u. 7, S. 198) verlängern oder sie mit den Belegungen eines Kondensators verbinden (Fig. 5, S. 197). Die Fig. 1 u. 2 stellen beispielsweise im

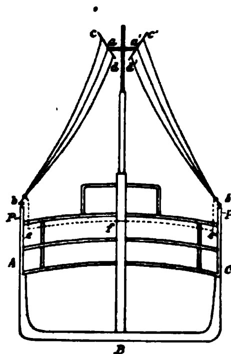


Fig. 1.

Querschnitt und Aufriß auf einem Schiff die Anordnungen eines Empfangskreises dar, der aus einem einfachen Paar Antennen mit horizontalen Netzdrähten gebildet ist. In Fig. 1 ist ABC der Schiffsrumpf, $a\,a'$ ein am Mast befestigter Querbalken, der vermittels Isolatoren zwei Antennengebilde $c\,b\,d$ und $c'\,b'\,d'$ trägt, bestehend aus einer gewissen Anzahl von Drähten, die bei $b\,b'$ an die von den Spieren PP' gehaltenen Isolatoren befestigt sind; $b\,a\,f\,c'\,b'$ ist eine isolierte Verbindung, die beispielsweise unter dem Hauptdeck AC verläuft, und in welche gegen die Mitte f die Empfangsapparate eingeschaltet sind. Die gestrichelte Linie in Fig. 1 stellt eine Abänderung dar, wo die Antennen an Isolatoren $g\,g'$ endigen, die an der Verschanzung des Spardecks befestigt sind; die isolierte Verbindung $g\,h\,h'\,g'$ verläuft dann unter diesem Deck.

Die rechte Seite der Fig. 2 zeigt, wie jedes solcher Antennen-

gebilde wie *b d c* durch eine Anzahl horizontaler Drähte verlängert werden kann, die zwischen den Querstücken *d c* und *i* ausgespannt sind und durch ein an einem Mast befestigtes Tau *i j* gehalten werden. Die gestrichelte Partie der linken Seite der Figur stellt einen andern Empfangskreis *l n r q p m* dar, der in der Ebene der Achse des Schiffes orientiert ist.

Fig. 3 gibt ein Beispiel der Montage der Anordnungen des Empfängers mit induktiver Koppelung; es bedeuten D einen elektrolytischen oder elektrothermischen Detektor, $K K'$ variable Kondensatoren, $T T$ Telephone und eventuell R ein Potentiometer für die Spannungsregulierung. Diese Orientierungsrahmen können auch als gewöhnliche Antennen verwendet werden, um dazu zu dienen, die gewöhnlichen

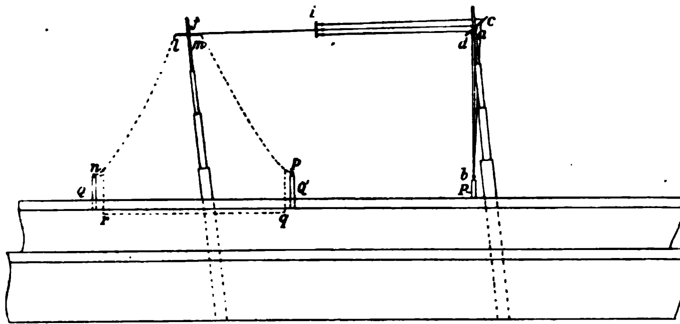


Fig. 2.

Signale aufzunehmen; es genügt zu dem Zwecke, die beiden Antennen parallel zu schalten, z. B. vermittels eines doppelpoligen Kommutators M, so daß sie nur ein Schwingungsgebilde ausmachen, das vermittels des Jiggers S_1 mit der Erde T verbunden ist. Wenn es dabei nötig ist, die Wellenlänge zu korrigieren (die nicht genau die gleiche ist wie für den Rahmen, da die relative Kapazität der Drähte der freien Enden keinen Einfluß mehr ausübt), so kann man dies passend durch die zwei Selbstinduktionen L und L' vorher besorgen. Für die Praxis erscheint es jedoch rationeller, diese beiden Arten drahtloser Telegraphie (gewöhnliche und gerichtete) voneinander getrennt zu halten. Die erstere unter gewöhnlichen Umständen als ein Spezialdienst zur Ergänzung der Landtelegraphie; die letztere dagegen nur für ausschließlich nautische Zwecke analog wie bei den Empfangsmikrophonen der submarinen Glocken. Ihre Anordnungen haben ihren Platz vorne auf dem Schiff

und die angeschlossenen Telephone befinden sich ebenso wie diejenigen der Mikrophone für die submarinen Signale in der Kajüte des Kapitäns. Die Abstimmung wird ein für allemal reguliert werden können auf eine bestimmte Frequenz, die für Nebelsignale festzulegen ist. Der

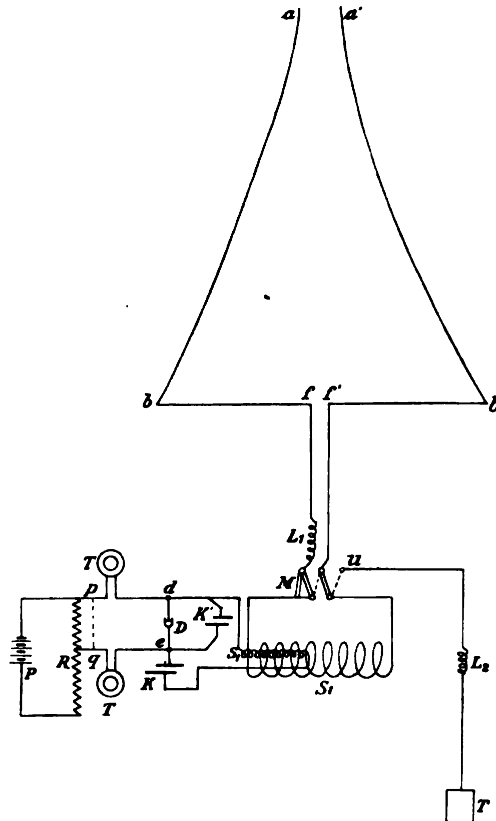


Fig. 3.

Wachtoffizier läßt das Schiff drehen, bis daß der Ton im Telephon verschwindet (bei Anordnungen gemäß Fig. 1), oder besser, er wird die beiden Azimute bestimmen entsprechend dem Auftreten des Tones bei Drehung nach Backbord und Steuerbord. In der Mittellage steuert das Schiff den Kurs auf die Signalstation.

Früher würde man den Vorschlag nicht gewagt haben, das Schiff

drehen zu lassen. um durch Verschwindenlassen des Telephontons die Richtung zu bestimmen; heute, wo die Marine sich eifrig mit den submarinen Signalen beschäftigt, die ein ähnliches Manöver verlangen, würden sie sich lieber damit befassen, vorausgesetzt, daß Signalstationen sich auf der Route des Schiffes befinden. Leider ist es schwierig das Verschwinden der Laute im Telephon mit Genauigkeiten zu beobachten, und diejenige bei den von uns angestellten Versuchen steigt nicht über 10^0—15^0 oder 3^0—5^0, wenn man mit Hilfe eines Chronometers die Drehungsgeschwindigkeiten des Schiffes in Rücksicht zieht.[1])

Man lokalisiert mit Sicherheit den Schwingungsbauch des Stromes im Jigger, der, wie vorher erwähnt, in dem unteren Verbindungsdraht liegt, wenn man die offene Stelle des Rahmens oder den Kondensator so in die Spitze des Rahmens verlegt, daß daselbst ein Spannungsbauch entsteht.

Zweite Lösung.

Vielfache Rahmen.

Der Vorzug der Anwendung von vielfachen Rahmen wird darin bestehen, daß man das Schiff nicht zu drehen braucht. Eine ingeniöse Lösung dieses Problems ist von Bellini und Tosi, wie vorher angedeutet, studiert und kürzlich praktisch auf einer Landstation in Dieppe erprobt worden zur Bestimmung der Richtung eines der Küste entlang fahrenden Schiffes. Die beiden an einem Mast befestigten dreieckigen Rahmen maßen an der unteren Dreiecksseite 60 m, an den schrägen Seiten 54 m; die Wellenlänge betrug ca. 350 m.

Das erhaltene Resultat ist sehr interessant und bedeutet einen merklichen Fortschritt, da ohne große Mühe die Richtung bis auf 3^0—5^0 genau angegeben werden konnte (während bei vorher erwähnten Versuchen nur Angaben mit einem Spielraum von 15^0 möglich waren). Leider wurde noch keine Richtungsmessung auf einem Schiff selbst geprüft.

Ich habe eine andere Anordnung als Bellini und Tosi gewählt,

1) Man beurteilt also die Richtung, in der die Wellen ausgehen, mit der höheren Genauigkeit von etwa 3^0, indem man eine Hilfsoperation ausführt, nämlich durch Messung der Drehungsgeschwindigkeit des Schiffes. Hat man die beiden Momente t_1 und t_2, in denen der Ton verschwindet und wieder auftritt, notiert und kennt man die Drehungsgeschwindigkeit w des Schiffes, so ist offenbar der Winkel α, in dessen Bereich der Ton nicht hörbar ist: $\alpha = (t_2 - t_1)w$; die Halbierungslinie dieses Winkels legt man dann also der Beurteilung zu Grunde.

welche auf einem Schiff der Leuchtturmverwaltung in diesem Jahre vom Kapitän Brenot geprüft worden ist, und lassen Fig. 4 u. 5 das Prinzip bei direkter und induktiver Koppelung erkennen.

Im Falle direkter Koppelung (Fig. 4) bildet der Rahmen A_1 einen regulierbaren Schwingungskreis mit der Spule S_1 und einem Kondensator, ebenso der zweite Rahmen A_2 mit der Spule S_2 und einem

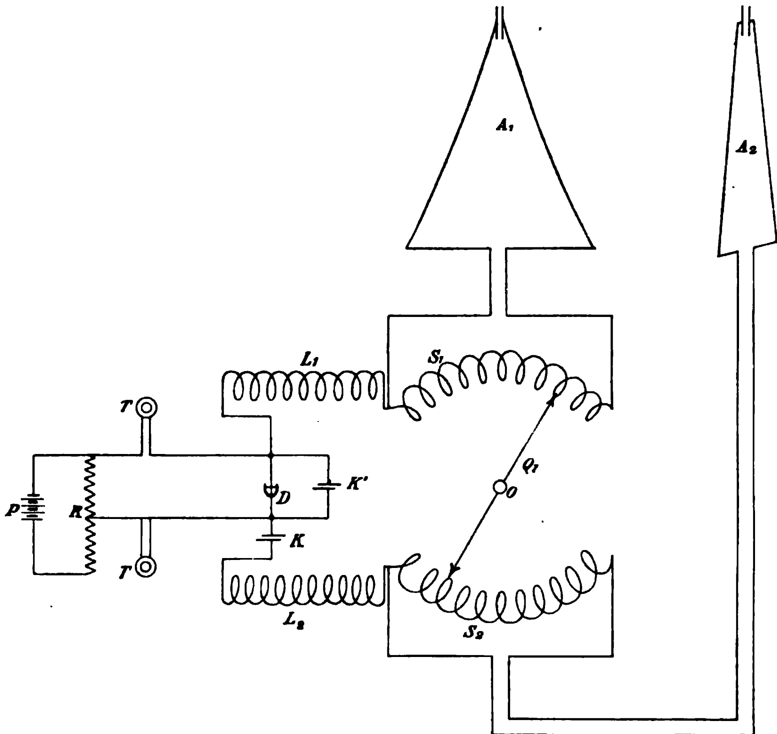


Fig. 4.

Kondensator. Die als Resonatoren dienenden Spulen S_1 und S_2 sind auf eine Ringfläche in zwei einander gegenüberliegenden Quadranten aufgewickelt; in der oberen Partie ist der Draht blank, so daß eine um ihre Achse O bewegliche metallische Kurbel Q_1 mit zwei gegenüberliegenden Stellen der beiden Spulen Kontakt hat. Es wird ein lokaler Kreis gebildet von den so abgegrenzten Spulenteilen auf den Spulen S_1 S_2 von zwei zusätzlichen Selbstinduktionen L_1 L_2, einem

variablen Kondensator K und einem elektrolytischen oder elektrothermischen Detektor D (oder irgend einem selbstdekohärierenden Detektor), an den die Telephonhörer und ein Potentiometer R angeschlossen sind.

Durch Regulierung der Selbstinduktionen L_1 und L_2 und der

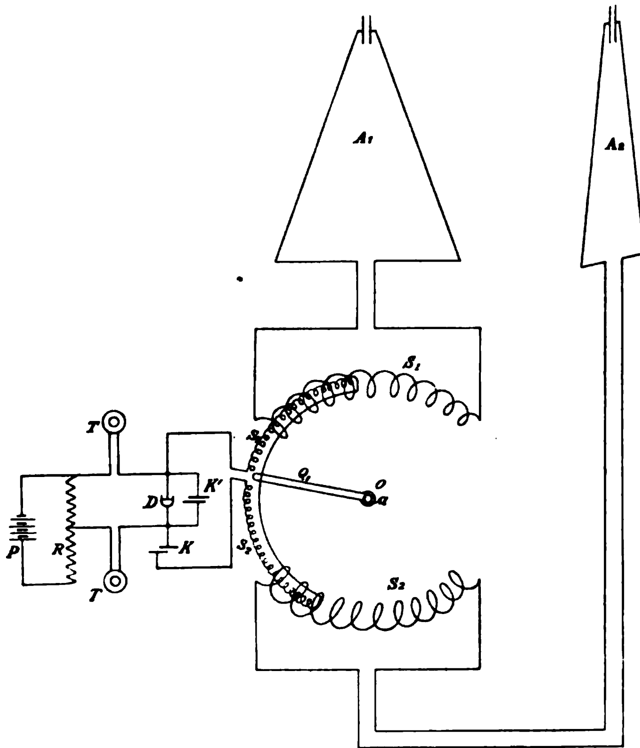


Fig. 5.

Kondensatoren K und K' kann man den lokalen Kreis des Detektors in Syntonie mit den Kreisen der Rahmen und mit den zu empfangenden Wellen bringen. Wenn man die Kurbel dreht, so wird die Änderung von S_2 durch eine entgegengesetzte Änderung von S_1 kompensiert, aber die elektromotorischen Kräfte werden beziehungsweise im umgekehrten Sinne beeinflußt. Wenn man dafür Sorge trägt, daß die Selbstinduktionsspulen S_1 S_2 so gewickelt sind, daß die elektromotorischen

Kräfte gegeneinander wirken, so findet man eine Stellung der Kurbel, bei der der Ton im Telephon verschwindet bzw. durch ein Minimum geht. Die Stellung der Kurbel, die dieses Resultat erzielt, hängt ab von der Orientierung der beiden Rahmen und folglich des Schiffes mit Bezug auf die Sendestation. Man kann also vorher experimentell

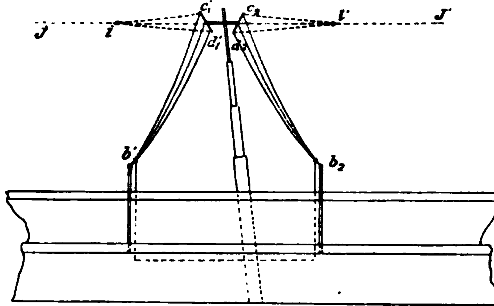


Fig. 6.

eine Alhidade graduieren, über welche sich die Kurbel dreht, um die Orientierung des Schiffes angeben zu können.

Die zweite Anordnung, Fig. 5, unterscheidet sich von der erstern nur dadurch, daß die den Kreisen S_1 S_2 entnommenen elektromoto-

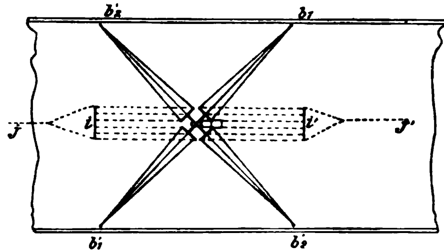


Fig. 7.

rischen Kräfte auf den Detektor durch Induktion in zwei beweglichen Spulen s_1 s_2 wirken. Die Syntonie der Rahmen wird durch Hinzufügen von mehr oder weniger Selbstinduktion reguliert.

Praktisch wird man die beiden Rahmen an Bord eines Schiffes am besten anordnen, indem man ihnen die Form wie in Fig. 2 gibt, aber mit der horizontalen Seite in einem Winkel von etwa 45^0 gegen die Schiffsachse, wie es Fig. 6 u. 7 zeigen (vgl. S. 193).

Man kann jedoch auch den einen Rahmen A_1 in der Achse des Schiffes orientieren (Fig. 1 links) und den anderen Rahmen A_2 in einer dazu senkrechten Ebene, in welcher Weise die vorher erwähnten Versuche der französischen Leuchtturmverwaltung ausgeführt wurden mit einer Ungenauigkeit von 10^0—15^0 des Richtungswinkels bei sehr kleinen Rahmen und kleinen Reichweiten. Eine vollkommenere und bessere Vorrichtung ist jetzt in Vorbereitung und wird bald experimentell geprüft werden. — Dieses Differentialsystem hat gegen das System Bellini und Tosi den Nachteil, daß es eine vorherige experimentelle Graduierung verlangt, jedoch den doppelten Vorteil, daß die Schwingungskreise nicht rigoros in senkrechten Ebenen zu liegen brauchen, und daß die empirische Graduierung allen parasitären Strömen, die in den Metallteilen des Schiffes induziert werden, Rechnung trägt; aus letzterem Grunde würden Bellini und Tosi, bei Anordnung ihres Systems auf Schiffen, wohl nicht ohne gewisse Korrektionen auskommen.

Bei Vergleich der beiden Lösungen, derjenigen mit einem einzigen Rahmen und derjenigen mit vielfachen Rahmen, mußten wir zu dem Schluß kommen, daß letztere, obwohl sie theoretisch vollkommener ist als erstere, an Bord von Schiffen, wo man bekanntlich mit dem Raum sehr beengt ist, nur schwer ausführbar ist; sie verlangt auch ein erhöhtes Maß von Geschicklichkeit in der Bedienung der Anordnung. Die erstere Lösung ist dagegen die denkbar einfachste und beschränkt sich praktisch auf die Bedienung des Telephons, während die Kreise vorher ein für allemal durch einen Spezialfachmann reguliert und höchstens von Zeit zu Zeit kontrolliert werden; aber sie benötigt ein Drehen des Schiffes, und die Genauigkeit der Messung ist noch kleiner als mit den zwei Rahmen. Übrigens scheint es, daß beide Methoden noch nicht genügen um den exakten Ort eines Schiffes bestimmen zu lassen, und nach dem heutigen Stand wird ihre Anwendung nur für direkte Gefahr-Signale beabsichtigt sein können.

Die Schiffahrtsgesellschaften zu veranlassen, dies praktisch mit einigen Installationen auszuprobieren und die Vorteile für die Sicherheit des Dienstes bei Nebel usw. festzustellen, ist der Zweck dieses Artikels. Immerhin, wenn die jetzige Genauigkeit nicht erhöht werden kann, können diese Einrichtungen nur als Ergänzung zu den einfacheren und billigeren Einrichtungen für submarine Signale dienen.

(Aus dem Französischen übersetzt. E.)

(Eingesandt 21. September 1908.)

Mitteilungen aus der Praxis.

Inkrafttreten des internationalen Funkentelegraphenvertrages.

Von **Otto Jentsch.**

Am 1. Juli 1908 ist der internationale Funkentelegraphenvertrag (vgl. Bd. I) in Kraft getreten. Leider haben die vereinigten Staaten von Amerika den Vertrag noch nicht ratifiziert, trotzdem ihre Vertreter auf der Berliner Konferenz das Vorgehen Deutschlands kräftig unterstützten. Der Marconi-Gesellschaft und ihren Freunden ist es gelungen, den betreffenden Senatsausschuß zu einem ablehnenden Votum zu veranlassen. Da jedoch die Marconi-Gesellschaft mit dem Abgange ihres recht streitbaren Chefdirektors, Cuthbert Hall, der das Prinzip der strengen Ablehnung des Verkehrs der Marconistationen mit allen Stationen anderen Systems rückhaltlos verfochten hatte, nunmehr die bisher verfolgte Monopolpolitik zu verlassen geneigt scheint, so dürfte diese Frage bald zur Zufriedenheit gelöst werden. Als weitere Folge steht dann zu erwarten, daß Großbritannien und Japan auch dem Zusatzabkommen zu dem Vertrage (vgl. Bd. I) beitreten werden, das zum Verkehr der Schiffe untereinander ohne Rücksicht auf das verwendete System verpflichtet. Italien sind bedauerlicherweise durch die bekannten mit Marconi geschlossenen Verträge die Hände gebunden; es wird den Vertrag erst ratifizieren können, wenn die Verträge mit Marconi abgelaufen sind.

Sämtliche Funkentelegraphenstationen der Vertragsstaaten werden von dem internationalen Bureau der Telegraphenverwaltungen in Bern in einem Verzeichnis zusammengestellt, das für jede Station folgende Angaben enthält: für die Küstenstationen Namen, Nationalität und geographische Lage, für die Bordstationen Namen, Nationalität, Unterscheidungszeichen des internationalen Signalbuches und Heimatshafen des Schiffes, ferner das Rufzeichen, die normale Reichweite, das funkentelegraphische System, die Art der Empfangsapparate (Schreib-, Hörapparate oder andere), die Wellenlängen, die Art des Verkehrs, die Dienststunden und die Höhe der Küstengebühr oder der Bordgebühr

der Station. Da das internationale Verzeichnis der Funkentelegraphenstationen noch nicht fertiggestellt ist, so hat die Reichstelegraphenverwaltung zunächst ein Verzeichnis der deutschen Funkentelegraphenstationen und ihrer Betriebsverhältnisse herausgegeben. Nach diesem Verzeichnis sind zurzeit folgende deutsche Stationen im Betriebe:

a) Küstenstationen. Adlergrund Feuerschiff, Arkona, Außenjade Feuerschiff, Borkum Leuchtturm, Borkum Feuerschiff, Bremerhaven Lloydhalle, Bülk, Cuxhaven, Eider Feuerschiff, Elbe I Feuerschiff, Helgoland, Marienleuchte, Norddeich, Weser Feuerschiff und Tsingtau (Signalberg). Die normale Reichweite beträgt bei diesen Stationen 65 bis 200 Kilometer; nur die Station Norddeich hat eine normale Reichweite von 500—600 km. Die Stationen auf den Feuerschiffen unterhalten einen beschränkten öffentlichen funkentelegraphischen Verkehr mit dem Festlande und mit Schiffen in See nur in Fällen der Seenot.

b) Bordstationen. Das Verzeichnis führt 80 deutsche Kriegsschiffe auf, die sämtlich mit dem Telefunkensystem ausgerüstet sind. Die normale Reichweite beträgt 150 km und die normale Wellenlänge 300 m. Sie können jedoch im Bedarfsfalle auch mit 600 m Wellenlänge arbeiten. Die Aufnahme erfolgt mittels Schreibapparates.

Von den Schiffen der deutschen Handelsmarine sind bis jetzt erst 40 mit Funkentelegraphensystemen ausgerüstet. Das Telefunkensystem ist vertreten auf den Dampfern Cap Arcona, Cap Blanco, Cap Frio, Cap Ortegal, Cap Roca, Cap Verde, Cap Vilano der Hamburg-Südamerikanischen Dampfschiffahrtsgesellschaft in Hamburg, den Dampfern Bremen des Norddeutschen Lloyd, den Dampfern König Friedrich August, König Wilhelm und Meteor der Hamburg-Amerika-Linie, auf den Dampfern Prinz Adalbert, Prinz Sigismund und Prinz Waldemar der Kiel-Korsör-Linie, dem Küstendampfer Helene Blumenfeld der Reederei Bd. Blumenfeld in Hamburg, dem Lotsendampfer Jade der Reichs-Marineverwaltung, dem Kabeldampfer Großherzog von Oldenburg der Norddeutschen Seekabelwerke und dem Dampfer „Senator Holthusen“ der Fischereiinspektion in Cuxhaven. Die meisten Dampfer des Norddeutschen Lloyd und der Hamburg-Amerika-Linie führen noch das Marconisystem an Bord; es sind die Lloyddampfer Großer Kurfürst, Kaiser Wilhelm II., Kaiser Wilhelm der Große, Kronprinz Wilhelm und Kronprinzessin Cecilie, sowie folgende Dampfer der Hamburg-Amerika-Linie: Amerika, Blücher, Deutschland, Graf Waldersee, Hamburg, Kaiserin Augusta Victoria, Moltke, Patricia, Pennsylvania,

President Grant und President Lincoln. Mit dem System von De Forest sind ausgestattet die Dampfer Sarnia, Sibiria, Prinz August Wilhelm, Prinz Eitel Friedrich, Prinz Joachim und Prinz Sigismund der Atlaslinie Newyork-Westindien. Die normale Reichweite dieser Schiffsstationen beträgt 80—400 km; sie arbeiten ebenfalls fast durchgängig mit einer Normalwelle von 300 m und benutzen meist nur Hörapparate für die Aufnahme.

Zur Ausführung des internationalen Funkentelegraphenvertrages ist in Deutschland außer den entsprechenden Ergänzungen zu der das Verhältnis zwischen Telegraphenverwaltung und Publikum regelnden Telegraphenordnung vom 16. Juni 1904, noch eine „Anweisung für den Funkentelegraphendienst" erlassen worden. Diese Anweisung enthält insbesondere die Vorschriften über die technische Einrichtung sowie über die Regelung des Dienstes der deutschen Küsten- und Bordstationen; sie setzt ferner die Bedingungen fest, unter denen die Einrichtung und der Betrieb von Funkentelegraphenanlagen Privatunternehmern durch das Reich gestattet werden kann. Durch die Anweisung wird nicht nur der öffentliche Verkehr der deutschen Küstenstationen mit deutschen Bordstationen und der deutschen Bordstationen untereinander, sondern auch der öffentliche Verkehr der deutschen Küstenstationen mit fremden Bordstationen, sowie der öffentliche Verkehr deutscher Bordstationen mit fremden Küsten- und mit fremden Bordstationen geregelt.

1. Die technische Einrichtung der Funkentelegraphenstationen.

Wenn auch die Wahl der funkentelegraphischen Apparate und Einrichtungen bei den Küsten- und Bordstationen freigestellt bleibt, so wird doch die Forderung gestellt, daß die Einrichtung dieser Stationen möglichst den Fortschritten der Wissenschaft und Technik entsprechen. Es werden also nur Systeme mit Abstimmung zur Verwendung kommen können; ob diese mit gedämpften oder ungedämpften Wellen arbeiten, ist gleichgültig. Für die Privatanlagen steht der Reichs-Telegraphenverwaltung die Kontrolle über den Zustand der Station in dieser Hinsicht zu. Für den allgemeinen öffentlichen Verkehr werden zwei Wellenlängen, die eine von 300 m und die andere von 600 m zugelassen. Die normale Wellenlänge für Bordstationen beträgt 300 m. Die Bordstationen müssen diese Welle stets zur Verfügung haben; sie

dürfen jedoch außerdem noch andere Wellenlängen bis zu 600 m anwenden. Kleinere Schiffe können ermächtigt werden, geringere Wellenlängen als 300 m zu benutzen. Für Küstenstationen können außer den beiden Wellenlängen von 300 und 600 m für den Verkehr auf größere Entfernungen oder für nicht dem allgemeinen öffentlichen Verkehr dienende Zwecke andere Wellenlängen zugelassen werden, doch dürfen diese Wellenlängen 600 m nicht überschreiten, oder sie müssen größer als 1600 m sein. Die zur Verwendung kommenden Wellen sind in dem Stationsverzeichnis aufgeführt; die Normalwelle ist unterstrichen.

Bezüglich des Energieaufwandes wird jeder Station die Verpflichtung auferlegt, den Telegrammaustausch mit der geringsten Energie zu bewirken, die eine gute Verständigung erfordert.

Für die privaten Bordstationen, z. B. die Stationen auf den deutschen Handelsschiffen, wird noch zur Bedingung gestellt, daß die dem Sender zugeführte Kraft unter normalen Verhältnissen 1 Kilowatt nicht übersteigen darf. Eine größere Kraft darf nur dann angewendet werden, wenn das Schiff auf eine Entfernung von mehr als 300 km von der nächsten Küstenstation Nachrichten auszutauschen hat, oder wenn infolge von Hindernissen die Übermittelung sich nur durch vermehrten Kraftaufwand ermöglichen läßt.

Bei Sendern mit ungedämpften Wellen kommt nur ein geringer Bruchteil der zugeführten Primärenergie zur Ausstrahlung; es wird für diese daher kaum möglich sein, mit einer normalen Primärenergie von 1 Kilowatt auszukommen. Dies wird erst die praktische Erfahrung lehren; zudem erscheint es fraglich, ob die heutigen Sender für ungedämpfte Wellen sich überhaupt für Bordstationen eignen. Für die Schiffahrt sind die einfachsten Einrichtungen mit geringem Energiebedarf die besten; das sind aber zurzeit noch die Sender mit dem Braunschen Schwingungskreis zur Erzeugung schwach gedämpfter Wellen.

2. Betriebsvorschriften.

Die Küstenstationen und die Bordstationen sind verpflichtet, ohne Unterschied des von ihnen benutzten funkentelegraphischen Systems, Funkentelegramme miteinander auszutauschen. Gewisse Bordstationen sind zum Verkehr mit anderen Bordstationen nicht verpflichtet; es geht dies, sowie die für einzelne Stationen außerdem bestehende Beschränkung des öffentlichen Verkehrs, aus dem Stationsverzeichnis hervor.

Der Betrieb der Funkentelegraphenstationen ist möglichst so einzurichten, daß er den Dienst anderer Stationen nicht stört; insbesondere dürfen störende Versuche und Übungen nicht stattfinden, auch ist der Austausch überflüssiger Zeichen und Wörter untersagt. Der Verkehr zwischen den Bordstationen soll sich so abwickeln, daß der Betrieb der Küstenstationen, denen im allgemeinen der Vorrang für den öffentlichen Nachrichtenverkehr gebührt, dadurch nicht gestört wird.

Jede Funkentelegraphenstation hat die Verpflichtung, Anrufe von Schiffen in Seenot sofort zu beantworten; sie darf eine zu diesem Zwecke unterbrochene Korrespondenz erst wieder aufnehmen, nachdem die durch den Hilferuf veranlaßte Korrespondenz beendet ist. Für den Notruf ist das Zeichen • • • — — — • • • festgesetzt, das in kurzen Zwischenräumen wiederholt wird.

Die Funkentelegramme erhalten am Schlusse des Kopfes den Dienstvermerk „Radio". Ihre Übermittelung erfolgt in den bekannten Zeichen des internationalen Morsealphabets. Im Verkehr deutscher Funkentelegraphenstationen miteinander treten noch folgende Zeichen hinzu:

a) Das „Ruhezeichen" — — — — — —, das nur von öffentlichen Küstenstationen und von dem Schiffe gegeben werden darf, das die Flagge Seiner Majestät des Kaisers führt. Auf das Ruhezeichen muß jede Station sofort mit dem Geben aufhören und darf erst wieder fortfahren, wenn sie zum Geben aufgefordert wird.

b) Das „Suchzeichen" • • • — — — •, das von Schiffen auf hoher See wiederholt mit ihren eigenen Namen, welche dem Zeichen folgen müssen, gegeben werden darf. Die Funkentelegramme können auch mit Hilfe des internationalen Signalbuches abgefaßt werden.

Im gewöhnlichen Telegrammverkehr wird es die Regel bilden, daß eine Bordstation eine Küstenstation anruft. Vor dem Anruf muß die Bordstation ihre Empfangsvorrichtung so empfindlich wie möglich einstellen und sich vergewissern, daß die anzurufende Küstenstation mit niemand in Verkehr steht. Ist keine Korrespondenz im Gange, so ruft sie mit der Normalwelle der Küstenstation an. Wird trotz der Vorsichtsmaßregeln eine öffentliche funkentelegraphische Übermittelung gestört, so ist der Anruf auf das erste Verlangen einer dem öffentlichen Verkehr dienenden Küstenstation einzustellen. Diese Station gibt dann die voraussichtliche Dauer der Wartezeit an.

Wenn eine Küstenstation die Anwesenheit eines Schiffes, an das sie ein Telegramm abzusetzen hat, in ihrer Reichweite aus den Fahr-

plänen entnehmen kann oder auf anderem Wege feststellt, und wenn zu befürchten ist, daß das Schiff sich nicht melden wird, so hat sie ihrerseits das Schiff anzurufen. Der Anruf darf aber in der Regel nur erfolgen, wenn das Schiff in einer Entfernung von weniger als 75 % der normalen Reichweite der Küstenstation sich befindet.

Wenn eine Küstenstation von mehreren Bordstationen angerufen wird, so entscheidet sie über die Reihenfolge, in der die Bordstationen ihre Korrespondenz abwickeln sollen. Da die Bordstation, sobald die Küstenstation geantwortet hat, die Entfernung des Schiffes von der Küstenstation in Seemeilen, die wahre Peilung und den wahren Kurs, sowie die Schnelligkeit in Seemeilen zu melden hat, so kann die Küstenstation erkennen, wenn das anrufende Schiff die gegenseitige Reichweite verlassen wird. Die Küstenstation kann hiernach die Reihenfolge der Abnahme bestimmen. Werden die Zeichen undeutlich, so ist mit allen möglichen Hilfsmitteln zu versuchen, die Übermittelung zu Ende zu führen. Zu diesem Zweck wird das Funkentelegramm auf Wunsch der Empfangsstation höchstens dreimal wiederholt. Bleiben die Zeichen trotz dieser dreimaligen Übermittelung immer noch unleserlich, so wird das Telegramm zurückgezogen. Glaubt die Empfangsstation, daß ein Telegramm trotz des mangelhaften Empfanges ausgehändigt werden kann, so setzt sie hinter den Kopf des Telegramms den dienstlichen Vermerk „Aufnahme undeutlich" und gibt es weiter.

Die Gebühren für die funkentelegraphische Beförderung werden für sämtliche Stationen in das internationale Verzeichnis der Funkentelegraphenstationen aufgenommen. Für deutsche Stationen beträgt in der Regel:

a) die Küstengebühr 15 Pf. für das Wort, mindestens 1 M. 50 Pf. für ein Telegramm,
b) die Bordgebühr 35 Pf. für das Wort, mindestens 3 M. 50 Pf. für ein Telegramm.

Für die Dampfer der Kiel-Korsör-Linie beträgt die Bordgebühr nur 10 Pf. für das Wort, mindestens 1 M. für ein Telegramm. Hierzu treten noch die Gebühren für die Beförderung auf den Linien des Telegraphennetzes, und zwar gilt hinsichtlich der Gebührenberechnung das Land, auf dessen Gebiet die vermittelnde Küstenstation liegt, für Telegramme an Schiffen als Bestimmungsland, für Telegramme von Schiffen als Ursprungsland. Für die zwischen den deutschen Feuerschiffen und ihrer Küstenstation gewechselten Funkentelegramme kommt außer der gewöhnlichen Telegrammgebühr nur ein fester Zuschlag von

80 Pf. zur Erhebung. Die Gesamtgebühr wird für die an Feuerschiffe gerichtete Telegramme vom Absender und für die von Feuerschiffen kommenden Telegramme vom Empfänger erhoben.

Im Verkehr zwischen Bordstationen wird die dem gebenden Schiffe zukommende Bordgebühr vom Absender, die dem aufnehmenden Schiffe zukommende vom Empfänger erhoben; im übrigen Verkehr sind sämtliche Gebühren vom Aufgeber zu entrichten.

Die Adresse der Funkentelegramme au Schiffe in See muß möglichst vollständig sein; sie hat zu enthalten: den Namen des Empfängers, den Namen des Schiffes, wie er im Verzeichnis der internationalen Funkentelegraphenstationen aufgeführt ist, unter Hinzufügung der Nationalität und des Unterscheidungszeichens nach dem internationalen Signalbuch bei Namensgleichheit, ferner den Namen der Küstenstation, welche die funkentelegraphische Übermittelung vornehmen soll.

3. Bedingungen für die Errichtung und den Betrieb von Funkentelegraphenstationen durch Privatunternehmer.

Die Mehrzahl der von Privatunternehmern errichteten und betriebenen Funkentelegraphenstationen werden Bordstationen sein. Küstenstationen für den öffentlichen Verkehr dürften in der Regel vom Reich selbst betrieben werden und sonstige Landstationen meist Versuchszwecken dienen. Die „Anweisung für den Funkentelegraphendienst" enthält deshalb auch nur die Bedingungen für die Errichtung und den Betrieb von Bordstationen durch Privatunternehmer, wogegen die Bedingungen für private Küstenstationen von Fall zu Fall besonders festgesetzt werden sollen.

Die technischen Anforderungen, denen die privaten Bordstationen zu entsprechen haben, sind bereits unter 1. erörtert worden. Hier ist noch hinzuzufügen, daß die Sende- und Empfangsgeschwindigkeit unter gewöhnlichen Umständen nicht hinter 12 Wörtern zu 5 Buchstaben in der Minute zurückbleiben darf. Auf den deutschen Schiffen darf der Funkentelegraphendienst nur von deutschen Reichsangehörigen, die auf das Telegraphengeheimnis verpflichtet worden sind, wahrgenommen werden. Es sind nur solche Telegraphisten zuzulassen, die vor der Reichs-Telegraphenverwaltung den Befähigungsnachweis geführt haben. Die Prüfung erfolgt bei dem Telegraphenamte in Emden und erstreckt

sich auf die Fertigkeit im Einstellen der Apparate, die Übermittelung und Aufnahme sowohl vom Morsestreifen als nach dem Gehör mit einer Geschwindigkeit von mindestens 20 Wörtern in der Minute, ferner auf die Kenntnis der Bestimmungen über den funkentelegraphischen Nachrichtenaustausch. Auf die Zurückziehung des Befähigungszeugnisses kann erkannt werden, wenn bei Verstößen gegen „die Anweisung für den Funkentelegraphendienst" die Schuld auf den Telegraphisten fällt. Wird festgestellt, daß die Verstöße auf den Zustand der Apparate oder auf die dem Telegraphisten gegebenen Weisungen zurückzuführen sind, so kann die dem Schiff erteilte Genehmigung zurückgezogen werden. Der Aufforderung der Reichs-Telegraphenverwaltung zur zeitweiligen Einstellung des Betriebes der Bordstation ist jederzeit ohne Verzug Folge zu leisten. Bei einem Aufenthalt in den Hoheitsgewässern fremder Staaten sind die daselbst gültigen Bestimmungen über Funkentelegraphie zu befolgen; sich von diesen Kenntnis zu verschaffen, bleibt Sache des Unternehmers.

Das Inkrafttreten des internationalen Funkentelegraphenvertrages ist durchgängig freudig begrüßt worden; auch in England und Amerika gehen sympathische Kundgebungen durch die Presse. Die Bestimmungen des Vertrages sollen dem Nachrichtenverkehr im weiten Meere des Weltäthers sichere und geordnete Bahnen schaffen; sie erscheinen dazu durchaus geeignet. Großzügig und fern von jeder Engherzigkeit lassen die Vertragsvorschriften jedes System, das in wissenschaftlicher und technischer Beziehung überhaupt Daseinsberechtigung hat, zur freien Konkurrenz zu. Auf diese Weise werden die Mängel, die der heutigen Funkentelegraphie noch anhaften, am frühesten beseitigt werden können. Ein Weltmonopol für Funkentelegraphie, wie es sich die Marconi-Gesellschaft hatte schaffen wollen, wäre für die ganze Entwickelung des neuen Nachrichtenverkehrsmittels verhängnisvoll geworden. Daß ihre Politik in dieser Hinsicht eine verfehlte gewesen ist, wird die Marconi-Gesellschaft inzwischen eingesehen haben. Kein Kulturstaat konnte sich diese Monopolbestrebungen gefallen lassen. Rechtzeitig gegen sie Stellung genommen und die Anregung zur internationalen Regelung der Funkentelegraphie, wie sie jetzt erfolgt ist, gegeben zu haben, ist das nicht hoch genug zu schätzende Verdienst der deutschen Reichs-Telegraphenverwaltung.

(Eingesandt 16. August 1908.)

Verzeichnis der deutschen Funkentele-

a) Küsten-

Namen	Nationalität	Geographische Lage (Meridian von Greenwich)	Rufzeichen	Normale Reichweite km	F. T.-System
Adlergrund, Feuerschiff [1])	Deutsch	Ostsee 14° 22′ 12″ O. Lg. 54° 49′ 59″ N. Br.	f a g	100	Telefunken
Arkona	»	Ostseeküste 13° 26′ O. Lg. 54° 41′ N. Br.	k a r	200	»
Außenjade, Feuerschiff [1]) .	»	Nordsee 7° 56′ 40″ O. Lg. 53° 51′ 30″ N. Br.	f a u	100	»
Borkum, Leuchtturm . . .	»	Nordsee 6° 40′ 12″ O. Lg. 53° 34′ 48″ N. Br.	k b m	175	»
Borkumriff, Feuerschiff [1]) .	»	Nordsee 6° 3′ 30″ O. Lg. 53° 45′ 30″ N. Br.	f b r	100	»
Bremerhaven, Lloydhalle .	»	Nordseeküste 8° 33′ 8″ O. Lg. 53° 33′ 4″ N. Br.	k b h	150	»
Bülk	»	Ostseeküste 10° 12′ O. Lg. 54° 27′ N. Br.	k b k	200	»
Cuxhaven	»	Nordseeküste 8° 43′ O. Lg. 53° 52′ N. Br.	k c x	200	»
Eider, Feuerschiff [1])	»	Nordsee 8° 18′ 18″ O. Lg. 54° 16′ 6″ N. Br.	f i f	120	»
Elbe I, Feuerschiff [1]) . . .	»	Nordsee 8° 15′ O. Lg. 54° 0′ 30″ N. Br.	f e f	65	»

[1]) Funkentelegraphischer Verkehr mit Schiffen in See nur in Fällen der Seenot. Für Telegramme, die funkentelegraphisch nur zwischen dem Feuerschiff und dem Festlande befördert werden, wird außer den gewöhn-

graphenstationen und ihrer Verhältnisse.

stationen.

Art d. Empfangs-apparate (Schreib-, Hörapparate o. a.)	Wellenlängen (die normale Wellenlg. ist unterstrichen) m	Art des Verkehrs, dem die Station dient	Dienststunden	Küstengebühr mit Angabe der Mindestgebühren
Schreibapparat	300	Beschränkter öffentlicher Verkehr mit Arkona	Ununterbrochen	15 Pf. für d. Wort, mindest. 1 M. 50 Pf. f. ein Telegramm [1])
»	600	Allgemeiner öffentlicher Verkehr	»	»
»	300	Beschränkter öffentlicher Verkehr	»	» [1])
»	300	Allgemeiner öffentlicher Verkehr	»	»
»	300	Beschränkter öffentlicher Verkehr mit Borkum, Leuchtturm	»	»
Schreibapparat und Hörapparat	300	Beschränkter öffentl. Verkehr m. Schiffen d. Norddeutschen Lloyd z. Empfang v. Telegr.	»	» [1])
Schreibapparat	300	Allgemeiner öffentlicher Verkehr	»	»
Schreibapparat	300	Allgemeiner öffentlicher Verkehr	»	»
Schreibapparat und Hörapparat	— [2])	Beschränkter öffentlicher Verkehr	»	» [1])
Schreibapparat	300	Beschränkter öffentlicher Verkehr mit Cuxhaven	»	» [1])

lichen Telegrammgebühren für die Beförderung auf den Landlinien nur ein fester Zuschlag von 80 Pf. für jedes Telegramm erhoben.

[2]) Wird noch festgesetzt werden.

Namen	Nationalität	Geographische Lage (Meridian von Greenwich)	Rufzeichen	Normale Reichweite km	F. T.-System
Helgoland	Deutsch	Nordsee 7°53′ O.Lg. 54°11′ N.Br.	k h g	200	Telefunken
Marienleuchte	»	Ostseeküste 11°15′ O.Lg. 54°30′ N.Br.	k m r	200	»
Norddeich[1]	»	Nordseeküste 7°8′ O.Lg. 53°36′ N.Br.	k n d	500—600	»
Weser, Feuerschiff[2] . . .	»	Nordsee 7°49′ 3″ O.Lg. 53°54′ 18″ N.Br.	f w f	65	»
Tsingtau (Signalberg) . . .	»	Chines. Ostküste 120°19′ 18″ O.Lg. 36°4′ N.Br.	k t s	200	»

b) Bord-

1. Kriegs-

Namen	Nationalität	Unterscheidungszeichen des internationalen Signalbuchs	Heimatshafen	Rufzeichen	Normale Reichweite km
Aegir	Deutsch	GQBR	—	a a e	150
Amazone	»	GQBV	—	a a m	»
Arcona	»	GQCB	—	a a r	»
Ariadne	»	GQBT	—	a a i	»
Brandenburg	»	GQJB	—	a b d	»
Braunschweig	»	GQJD	—	a b r	»
Beowulf	»	GQHW	—	a b w	»
Berlin	»	GQJF	—	a b e	»
Bremen	»	GQJH	—	a b n	»
Blitz	»	GQHP	—	a b z	»
Blücher	»	GQHK	—	a b l	»
Deutschland	»	GQSF	—	a d e	»

[1]) Bestimmungen über den Verkehr auf große Entfernungen vorbehalten.

Art d. Empfangs-apparate (Schreib-, Hör-apparate o. a.)	Wellenlängen (die normale Wellenlg. ist unterstrichen) m	Art des Verkehrs, dem die Station dient	Dienst-stunden	Küstengebühr mit Angabe der Mindestgebühren
Schreibapparat	600	Allgemeiner öffentlicher Verkehr	Ununter-brochen	15 Pf. für d. Wort, mindest. 1 M. 50 Pf. für ein Telegramm
»	300	»	»	»
Schreibapparat und Hörapparat	600	»	»	»
Schreibapparat	300	Beschränkter öffentl. Verkehr mit Bremer-haven, Lloydhalle	»	»[1])
»	300	Allgemeiner öffentlicher Verkehr	»	»

stationen.

schiffe.

F. T.-System	Art der Empfangs-apparate (Schreib-, Hörapp. o. a.)	Wellen-längen (die normale Wellenlänge ist unter-strichen) m	Art des Verkehrs, dem die Station dient	Dienst-stunden	Bordgebühr mit Angabe der Mindestgebühren
Tele-funken	Schreib-apparat	300 / 600	Dienst-verkehr	Ununter-brochener Dienst	Für gebührenpflichtige Telegramme 35 Pf. für das Wort, mindestens 3 M. 50 Pf. für ein Tele-gramm
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»

[1]) Vgl. Fußnote Nr. 1 S. 208.

Namen	Nationalität	Unterscheidungszeichen des internationalen Signalbuchs	Heimatshafen	Rufzeichen	Normale Reichweite km
Danzig	Deutsch	GQSH	—	a d ä	150
Elsaß	»	GRBK	—	a e l	»
Eber	»	GRBL	—	a e b	»
Frithjof	»	GRHQ	—	a f t	»
Freya	»	GRHS	—	a f r	»
Friedrich Carl	»	GRHW	—	a f s	»
Fürst Bismarck	»	GRHT	—	a b i	»
Frauenlob	»	GRHV	—	a f o	»
Gazelle	»	GRMP	—	a g l	»
Gefion	»	GRML	—	a g f	»
Grille	»	GRMF	—	a g s	»
Hessen	»	GRTK	—	a h e	»
Hagen	»	GRTB	—	a h a	»
Heimdall	»	GRSV	—	a h d	»
Hildebrand	»	GRSW	—	a h i	»
Hansa	»	GRTF	—	a h n	»
Hertha	»	GRTD	—	a h t	»
Hamburg	»	GRTJ	—	a h m	»
Hela	»	GRTC	—	a h l	»
Hohenzollern	»	GRST	—	a h o	»
Irene	»	GSBK	—	a i r	»
Jaguar	»	GSBQ	—	a i g	»
Iltis	»	GSBP	—	a i l	»
Kaiser Barbarossa	»	GSHT	—	a k b	»
Kaiser Karl der Große	»	GSHR	—	a k g	»
Kaiser Friedrich III.	»	GSHN	—	a k f	»
Kaiser Wilhelm d. Große	»	GSHQ	—	a k w	»
Kaiser Wilhelm II.	»	GSHP	—	a k i	»
Kurfürst Friedr. Wilhelm	»	GSHL	—	a k u	»
Kaiserin Augusta	»	GSHM	—	a k a	»
Königsberg	»	GSHV	—	a k ö	»
Lothringen	»	GSMR	—	a l o	»
Leipzig	»	GSMT	—	a l e	»
Lübeck	»	GSMQ	—	a l ü	»
Luchs	»	GSMN	—	a l u	»
Mecklenburg	»	GSRW	—	a m e	»
Medusa	»	GSRV	—	a m d	»
München	»	GSTC	—	a m ü	»
Niobe	»	GTBP	—	a n i	»

F. T.-System	Art der Empfangsapparate (Schreib-, Hörapp. o. a.)	Wellenlängen (die normale Wellenlänge ist unterstrichen) m	Art des Verkehrs, dem die Station dient	Dienststunden	Bordgebühr mit Angabe der Mindestgebühren
Telefunken	Schreibapparat	300 / 600	Dienstverkehr	Ununterbrochener Dienst	Für gebührenpflichtige Telegramme 35 Pf. für das Wort, mindestens 3 M. 50 Pf. für ein Telegramm
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»

Namen	Nationalität	Unterscheidungszeichen des internationalen Signalbuchs	Heimatshafen	Rufzeichen	Normale Reichweite km
Nymphe	Deutsch	GTBQ	—	a n y	150
Nautilus	»	GTBR	—	a n ä	»
Odin	»	GTHF	—	a o d	»
Pommern	»	GTMW	—	a p m	»
Preußen	»	GTMS	—	a p r	»
Prinz Adalbert	»	GTMQ	—	a a d	»
Prinz Heinrich	»	GTMP	—	a h r	»
Pfeil	»	GTMK	—	a p f	»
Prinzeß Wilhelm	»	GTML	—	a w l	»
Panther	»	GTMR	—	a p a	»
Pelikan	»	GTMN	—	a p e	»
Roon	»	GTWJ	—	a r o	»
Schwaben	»	GVHP	—	a s w	»
Siegfried	»	GVHF	—	a s i	»
Sleipner	»	GVHQ	—	a s l	»
Stettin	»	GVJD	—	a s y	»
Thetis	»	GVLH	—	a t h	»
Tiger	»	GVLF	—	a t i	»
Undine	»	GVQF	—	a u n	»
Victoria Louise	»	GVTK	—	a v l	»
Vineta	»	GVTL	—	a v n	»
Weißenburg	»	GWDQ	—	a w s	»
Wettin	»	GWDV	—	a w e	»
Wittelsbach	»	GWDT	—	a w i	»
Wörth	»	GWDR	—	a w ö	»
Württemberg	»	GWDL	—	a w ü	»
Yorck	»	GWNB	—	a y o	»
Zähringen	»	GWRD	—	a z a	»
Zieten	»	GWRC	—	a z i	»
				2. Handels-	
Cap Arcona[1]	Deutsch	RPNM	Hamburg	d c a	200
Cap Blanco[1]	»	RNDM	»	d c b	»
Cap Frio[1]	»	RLMS	»	d c f	»
Cap Ortegal[1]	»	RNDV	»	d c o	»

[1]) Hamburg - Südamerikanische Dampfschiffahrts - Gesellschaft in

F. T.-System	Art der Empfangsapparate (Schreib-, Hörapp. o. a.)	Wellenlängen (die normale Wellenlänge ist unterstrichen) m	Art des Verkehrs, dem die Station dient	Dienststunden	Bordgebühr mit Angabe der Mindestgebühren
Telefunken	Schreibapparat	300 / 600	Dienstverkehr	Ununterbrochener Dienst	Für gebührenpflichtige Telegramme 35 Pf. für das Wort, mindestens 3 M. 50 Pf. für ein Telegramm
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»

schiffe.

Telefunken	Hörapparat	300 / 600	Allgemeiner öffentlicher Verkehr	Während der Fahrt ununterbrochen. Dienst	35 Pf. für das Wort, mindestens 3 M. 50 Pf. für ein Telegramm
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»

Hamburg.

Namen	Nationalität	Unterscheidungszeichen des internationalen Signalbuchs	Heimatshafen	Rufzeichen	Normale Reichweite km
Cap Roca[1])	Deutsch	RLPW	Hamburg	dcr	200
Cap Verde[1])	»	RLSB	»	dce	»
Cap Vilano[1])	»	RPGF	»	dcv	»
Bremen[2])	»	QGKH	Bremen	dbr	»
Kroßer Kurfürst[2])	»	QGWK	»	dgf	400
Kaiser Wilhelm II.[2])	»	QHNL	»	dkm	»
Kaiser Wilhelm der Große[2])	»	QGLF	»	dkw	»
Kronprinz Wilhelm[2])	»	QHJM	»	dkp	»
Kronprinzessin Cecilie[2])	»	QJLC	»	dka	»
Amerika[3])	»	RNVD	Hamburg	ddr	300
Blücher[3])	»	RMNQ	»	ddb	»
Deutschland[3])	»	RLQD	»	ddl	»
Graf Waldersee[3])	»	RLGB	»	ddw	»
Hamburg[3])	»	RLNC	»	ddh	»
Kaiserin Auguste Victoria[3])	»	RPDF	»	dda	»
Moltke[3])	»	RMKJ	»	ddm	»
Patricia[3])	»	RLGQ	»	ddp	»
Pennsylyania[3])	»	HKPB	»	ddn	»
President Grant[3])	»	RPNT	»	dds	»
President Lincoln[3])	»	RKTS	»	ddt	»
König Friedrich August[3])	»	RPHQ	»	dkf	»
König Wilhelm[3])	»	RPMV	»	dkg	»
Meteor[3])	»	RNFJ	»	dmr	»
Sarnia[3]) [4])	»	RJQV	»	dsm	370
Sibiria[3]) [4])	»	RJWS	»	dsv	»
Prinz August Wilhelm[3]) [4])	»	RMVB	»	dsb	»
Prinz Eitel Friedrich[3]) [4])	»	RMLJ	»	dsi	»
Prinz Joachim[3]) [4])	»	RNBJ	»	dsp	»
Prinz Sigismund[3]) [4])	»	RMVQ	»	dsg	»

1) Vgl. Fußnote 1 S. 214.
2) Norddeutscher Lloyd in Bremen.

F. T.-System	Art der Empfangsapparate (Schreib-, Hörapp. o. a.)	Wellenlängen (die normale Wellenlänge ist unterstrichen) m	Art des Verkehrs, dem die Station dient	Dienststunden	Bordgebühr mit Angabe der Mindestgebühren
Telefunken	Hörapparat	300 / 600	Allgemeiner öffentlicher Verkehr	Während der Fahrt ununterbrochen. Dienst	35 Pf. für das Wort, mindestens 3 M. 50 Pf. für ein Telegramm
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
Marconi	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	300	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
Telefunken	»	300 / 600	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	Schreibapparat und Hörapparat	»	»	»	»
de Forest	»	300	»	1^{00} — 1^{30} vorm. 6 — 8 » 9^{30} — 10^{30} » 2 — 5 nachm. 8 — 10 »	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»

3) Hamburg-Amerika-Linie in Hamburg.
4) Atlasdienst (New-York-Westindien).

Namen	Nationalität	Unterscheidungszeichen des internationalen Signalbuchs	Heimatshafen	Rufzeichen	Normale Reichweite km
Prinz Adalbert[1])	Deutsch	LBCN	Kiel	d p a	100
Prinz Sigismund[1])	»	LBFS	»	d p s	»
Prinz Waldemar[1])	»	LCVK	»	d p w	90
Helene Blumenfeld[2]) . . .	»	RNWP	Hamburg	d h b	350
Jade[3])	»	GSBR	—	a j a	150
Großherz. von Oldenburg[4])	»	NJLC	Nordenham	d g o	300
Senator Holthusen[5]). . . .	»	KPJV	Cuxhaven	d s h	80

1) Reederei Sartori & Berger in Kiel (Kiel—Korsör-Linie).
2) Kohlendampfer der Reederei Bd. Blumenfeld in Hamburg.
3) Lotsendampfer der Reichs-Marineverwaltung.

Detektoren für elektrische Wellen.

Von **J. S. Sachs.**

(Fortsetzung.)

Im letzten Hefte des Jahrbuches berichtete C. Tissot über eine ganze Reihe von Detektoren, die auf der thermoelektrischen Wirkung beruhen sollen. Sein Bericht ist eine Zusammenfassung diverser kleiner Aufsätze in den Comptes Rendus, wo zugleich eine scharfe Polemik, namentlich von seiten E. Branlys (C. R. **147**, 124, 1908), gegen die Tissotschen Versuchsergebnisse eingesetzt hat. Abgesehen von Prioritätsansprüchen, welche Branly stellt, sei erwähnt, daß er im Gegensatz zu Tissot bei Verwendung von Stahl und Tellur nur dann eine Wirkung am Galvanometer resp. Telephon beobachten kann, wenn der

F. T.-System	Art der Empfangs-apparate (Schreib-, Hörapp. o. a.)	Wellen-längen (die normale Wellenlänge ist unter-strichen) m	Art des Verkehrs, dem die Station dient	Dienst-stunden	Bordgebühr mit Angabe der Mindestgebühren
Tele-funken	Schreib-apparat	300	Allgemeiner öffentlicher Verkehr	Während der Fahrt ununter-brochen. Dienst	10 Pf. für das Wort, mindestens 1 M für ein Telegramm
»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»
»	Schreib- und Hörapparat	300 350 450 600	»	»	35 Pf. für das Wort, mindestens 3 M. 50 Pf. für ein Telegramm
»	Schreib-apparat	300 600	Dienst-verkehr	»	Für gebührenpflichtige Telegramme 35 Pf. für das Wort, mindestens 3 M. 50 Pf. für ein Telegramm
»	Schreib- und Hörapparat	»	Allgemeiner öffentlicher Verkehr	»	35 Pf. für das Wort, mindestens 3 M. 50 Pf. für ein Telegramm
»	»	300	»	»	»

4) Kabeldampfer der Norddeutschen Seekabelwerke, Aktiengesellschaft in Nordenham.

5) Fischereiinspektion in Cuxhaven.

Detektor in Verbindung mit einer Batterie steht, während Tissot die Hilfsbatterie wegläßt. Dieser prinzipielle Widerspruch in den Beobachtungsergebnissen ist jedenfalls höchst bemerkenswert und kann nur so erklärt werden, daß die beiden Experimentatoren nur scheinbar gleiche Anordnungen benutzt haben. Ein Urteil nach dieser Richtung ist indes nicht möglich, da genauere Angaben von keiner Seite gemacht werden.

Da Tissot auch über gute praktische Ergebnisse dieser Detektoren zu berichten weiß, so wäre die Frage nach der Wirkungsweise der betreffenden Apparate von großem Wert. Er selbst hat zwei interessante Versuche gemacht: einmal wurden vermittelst eines Umschalters je zwei Detektoren nach einander in den Antennenkreis geschaltet. Da die Detektoren aus einer Kupferspitze und je einem elektropositiven und negativen Metall bestanden, so mußte, thermo-

elektrische Wirkung vorausgesetzt, der Ausschlag des angeschlossenen Galvanometers nach verschiedenen Richtungen beobachtet werden, was auch tatsächlich der Fall war. Dann aber verglich Tissot die Wirkung mit einem Bolometer und fand, daß seine Detektoren auf die mittlere Energie, nicht auf Spannung reagieren.

Abgesehen von dem prinzipiellen Widerspruch zwischen den Versuchen von Tissot und Branly, der wohl zunächst zu klären wäre, sei bemerkt, daß die Tissotschen Ergebnisse noch nicht mit Notwendigkeit auf thermoelelektrische Wirkungen hinweisen. Steckt in den bolometrischen Versuchen kein Fehler, so wird man allerdings die Annahme, daß es sich um Kohörerwirkungen handelt, abweisen müssen, aber Ventilwirkungen im Sinne von Braun (vgl. Jahrb. **1**, 442, 1908) wären nicht ausgeschlossen. Es scheint mir ferner angebracht, auch einen Auszug aus dem Briefe von A. Blondel an mich über diesen Punkt zu bringen: « Je suis bien plutôt porté à croire avec mes amis du Service de la Télégraphie Militaire (Capitaines Ferrié et Brenot) qu'il s'agit d'un effet électrolytiques à sec comme en produisent fatalement tous les conducteurs de seconde classe. J'ai vu à cette occasion, il'y a 15 ans, des expériences très interessantes de Chapron, qui polarisait assez complètement les sulfures de plomb ou des corps analogues pour obtenir ensuite des décharges très prolongées. » Im weiteren Verlauf des Briefes weist Blondel nicht mit Unrecht darauf, daß es auffallend wäre, wenn hier thermoelektrische Erscheinungen in Frage kämen, da man doch sonst mit Detektoren solcher Art auch nicht annähernd gleich starke Wirkungen erzielt, wie die, welche Tissot verzeichnet. Im übrigen sagt auch Blondel, daß derartige Detektoren schon längst vor Tissot von Pickard verwendet wurden.

In zwei Berichten, die er der Pariser Akademie erstattet (C. R. **147**, 589, 1908), spricht P. Jégou über eine recht interessante Anordnung zum Vergleich diverser elektrolytischer Detektoren. Bisher beruhten derartige Vergleiche (vgl. Jahrb. **1**, 594, 1908), wo es darauf ankam, zu untersuchen, unter welchen Umständen ein Detektor elektrolytischer Art empfindlicher wird, nur auf einem rein subjektiven Verfahren. Man schaltete zunächst den einen Detektor, dann den anderen und beurteilte am Telephon, welcher von ihnen stärkere Töne hervorbrachte. Wie unzuverlässig solche Untersuchungsmethode ist, braucht nicht weiter ausgeführt zu werden. Jégou wickelt nun eine Spule in der Art, wie sie beim Telephon Verwendung findet, und legt in den Primärkreis einen Widerstand von ca. 150 Ohm, in den sekundären

mehrere hintereinander schaltbare Spulen von etwa 1 Ohm. Die Konstruktion ist schematisch in Fig. 1 dargestellt.

Gehen durch den Detektor elektrische Wellen durch, so hört man im Telephon ein Geräusch. Man kann nun die Spule *F'* auf dem Lineal *R* so lange verschieben, bis der Ton gerade aufhört. Setzt man nun in *E* einen anderen Detektor ein und verfährt ebenso, so ergibt sich aus der Stellung der Spule *F'* auf dem Lineal *R* die größere oder

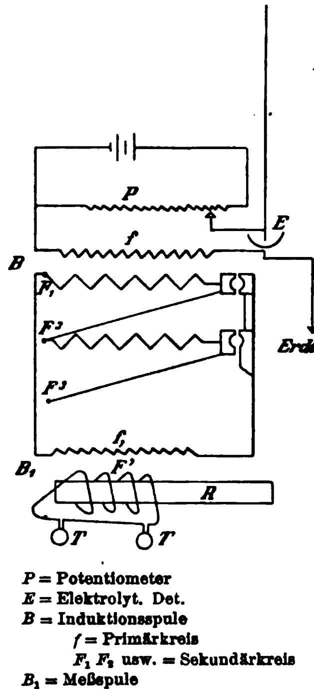


Fig. 1.

kleinere Empfindlichkeit des verwendeten Apparates. Jégou hat auch selbst diverse Versuche angestellt und findet, daß die Hintereinanderschaltung mehrerer Apparate die Empfindlichkeit wesentlich beeinträchtigt. Dagegen zeige sich bei Parallelschaltung verschiedener Detektoren, daß die Gesamtempfindlichkeit der Anordnung gleich ist derjenigen des empfindlichsten Apparates. Für die Praxis ergebe sich daraus der Schluß, stets einige gleich empfindliche Detektoren zu verwenden, da beim Rückgang der Brauchbarkeit des einen Detektors die

Gesamtanordnung gleich empfindlich bleibe. Des weiteren bemerkt Jégou, daß dabei auch die Verbrennung der dünnen Elektrode seltener vorkommen würde, wenn etwa die auffallende Energie zu groß wird. Dies dürfte wohl richtig sein, nur halte ich die von Jégou hierfür gegebene Erklärung nicht für stichhaltig. Er meint nämlich, daß, wenn die Energie klein ist, nur ein Detektor in Wirkung tritt, ist diese größer, so treten sozusagen automatisch so viele Detektoren ein, wie es der auftretenden Energie entspricht. Diese Erklärung scheint mir sehr gesucht zu sein. Warum sollte man nicht annehmen, daß der Strom sich eben stets auf die einzelnen Kreise gleichmäßig verteilt? Es leuchtet ohne weiteres ein, daß die Betriebssicherheit bei Verwendung mehrerer parallel geschalteter Detektoren steigen muß. Die Zahl derselben dürfte indes beschränkt sein, denn wahrscheinlich wird bei entsprechender Anzahl die Empfindlichkeit nicht nur herunter-

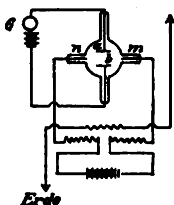


Fig. 2.

gehen, aber überhaupt aufhören. Es wäre äußerst interessant, wenn nach dieser Richtung hin Versuche angestellt würden.

Die Elektrot. Ztschr. **29**, 172, 1908, berichtet über zwei neue Detektoren von C. Tissot. Die Schaltung des ersteren sei hier wiedergegeben. Tissot benutzt die Eigenschaft elektrischer Wellen Gase zu ionisieren. Werden zwischen den Elektroden *m* und *n* Schwingungen von der Antenne hervorgerufen, so steigt die Leitfähigkeit innerhalb der Alluminiumblättchen *a* und *b* und das Galvanometer *G* wird dadurch in Tätigkeit gesetzt (Fig. 2). Offenbar schwebte Tissot bei diesem Detektor die Zehndersche Röhre vor (vgl. Jahrb. **1**, 134, 1908), denn die Ähnlichkeit ist zwischen den beiden sehr frappant. Nicht ohne weiteres verständlich bleibt nur die im Schwingungskreise befindliche Akkumulatorenbatterie. Vermutlich wird das Galvanometer auch ohne diese bei entsprechender Dimensionierung der sonstigen Verhältnisse ansprechen.

Der in der gleichen Nummer der Elektrot. Ztschr. beschriebene

zweite Detektor von Tissot ist nichts anderes als der Flemingsche Lampenempfänger (vgl. Jahrb. 1, 442, 1908), wobei zwischen den beiden auch nicht die geringfügigste Differenz besteht.

Im Nuovo Cimento 15, 63, 1908, beschreibt A. G. Rossi einen neuen Empfänger, der auf der bekannten Erscheinung beruht, daß Hysteresiszyklen durch einfallende Oszillationen verändert werden. Ein Eisen- oder Nickeldraht wird in ein transversales magnetisches Feld gebracht und gleichzeitig longitudinal durch einen schwachen Wechsel-

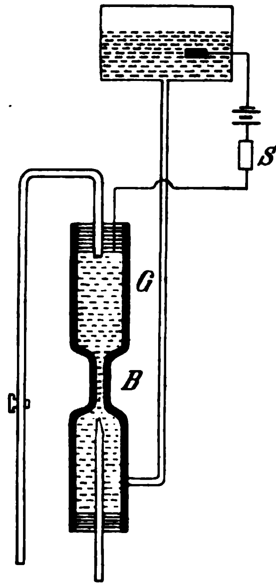


Fig. 3.

strom durchflossen, wodurch eine bestimmte Torsion des Fadens entsteht, die der Amplitude des Wechselstromes folgen wird. Die Torsionsschwingung wird durch ein auf dem Nickel- resp. Eisendraht befestigtes Spiegelchen beobachtet. Koaxial zu diesem Draht ist eine Kupferspirale angebracht, die mit dem Schwingungskreise in Verbindung steht. Gehen durch die Spirale Schwingungen hindurch, so wird die Amplitude der Torsionsschwingung des Nickeldrahtes kleiner und dadurch der Lichtstreifen des Spiegels kürzer. Die telegraphischen Zeichen werden dabei photographisch aufgenommen.

In einer sehr sinnreichen Weise hat Fessenden (Elektr. Eng.

S. 648, 1907) den elektrolytischen Detektor mit einem Schreibapparat verbunden (Fig. 3). Eine Röhre mit enger Einschnürung in der Mitte erhält in ihrem Unterteil die beiden Elektroden und wird mit einem Elektrolyten gefüllt. Die Zuführung des letzteren geschieht durch ein kommunizierendes Bassin, während der Abfluß durch ein besonderes Rohr mit Abstellhahn bewerkstelligt wird. Im Nebenschluß liegt eine kleine Batterie mit in Reihe geschalteter Schreibvorrichtung. Aus der beigegebenen Skizze ist die Gesamtanordnung zu entnehmen. Wenn Wellen den Detektor durcheilen, so entsteht in der Glasröhre G Blasenbildung, die an der engsten Stelle B eine Stromunterbrechung des Ortsstromkreises bewirkt. Durch diese Unterbrechung aber wird der

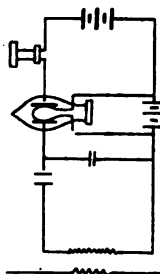


Fig. 4.

Schreiber S in Tätigkeit gesetzt. Darüber wie die Wirkung des Apparates sich in der Praxis gestaltet, sind keine Daten in der Literatur bekannt. Ich kann mich den in der Elektrot. Ztschr. geäußerten Bedenken im großen Ganzen nur anschließen. Es ist auch mir zweifelhaft, ob die Blasenbildung derart regelmäßig erfolgen wird, daß eine reguläre Zeichenwiedergabe möglich ist.

Der Vollständigkeit wegen sei noch die Abbildung (Fig. 4) eines neuen Detektors von de Forest wiedergegeben, den er mit Erfolg für drahtlose Telephonie verwendet haben soll. Dieser besteht aus einer Glühlampe aus Tantal, deren Fäden von einer Lokalbatterie gespeist werden und von beiden Seiten von Platinplättchen flankiert sind (Elektrot. Ztschr. **29**, 127, 1908).

(Eingesandt 16. November 1908.)

Patentschau.

Von H. Eales.

Verfahren und Einrichtungen zur Erzeugung elektrischer Schwingungen.

Unter den Nummern 192910 und 196343 sind an Dr.-Ing. R. Rüdenberg zwei Zusatzpatente zu seinem Hauptpatente Nr. 179954 erteilt worden. Letzteres bezog sich auf ein Verfahren, um elektrischen Schwingungskreisen, bestehend aus ein oder mehreren Selbstinduktionen, Kapazitäten und Energieverbrauchern in beliebiger Koppelung, Energie auf dynamoelektrischem Wege zuzuführen, zum Zwecke, die auf bekannte Weise angeregten Eigenschwingungen des Systems beliebig lange Zeit hindurch aufrecht zu erhalten oder erlöschen zu lassen, und zwar sollten dort asynchrone Kollektordynamomaschinen zur Umwandlung der mechanischen Energie in die elektrische Energie der elektrischen Schwingungen verwendet werden. In dem erstgenannten Zusatzpatent ist nun eine Hochfrequenz-Kollektordynamomaschine nach dem Hauptpatent unter Schutz gestellt, bei welcher Selbstinduktionsverbindungen zwischen Anker und Kollektor geschaltet sind zum Zwecke, die Stärke der während der Kommutation in den durch die Bürsten kurzgeschlossenen Ankerwindungen auftretenden Kurzschlußströme zu vermindern. Nach dem zweiten Zusatzpatent sollen Hilfsströme durch die Schleifflächen der Bürsten auf den Kollektor geleitet werden, um den Übergangswiderstand der Schleifflächen zu verringern.

Das Patent Nr. 196504 betrifft den Flammenbogenunterbrecher von Ruhmer. Dieser besteht aus einem magnetisch (E) beeinflußten Lichtbogen ($c\,d$) mit parallel geschaltetem aus Kapazität (C) und Selbstinduktion (L) gebildeten Schwingungssystem (s. Fig. 1 S. 226); die Blasvorrichtung (E) soll dabei zum Löschen des Lichtbogens dienen, während die Wiederentflammung desselben mittels der in dem im Schwingungssystem angeordneten Kondensator (C) bei jeder Unterbrechung aufgespeicherten elektrischen Energie aufrechterhalten wird. Die Schaltung kann auch die nach Fig. 2 sein, wobei die den Blaselektromagneten (E) enthaltende Stromzuführung zwischen Kapazität (C) und Selbstinduktion (L) des Schwingungssystems angeschlossen wird.

Das Patent Nr. 204164 von C. Lorenz Akt.-Ges. betrifft eine weitere Ausbildung dieses eben genannten Lichtbogenunterbrechers.

Hierbei soll zwecks Erhöhung der Unterbrechungszahl die Spannung des Speisegleichstroms 1000 Volt und darüber betragen, und außerdem sollen Metallelektroden angewendet werden, zum Zwecke, den Abfall der Speisestromstärke beim Löschen des Lichtbogens zu beschleunigen.

Nach der Patentschrift Nr. 198 844 von Dr. F. Braun und Dr. L. Mandelstam soll der bei dem bekannten Duddel-Phänomen notwendige Lichtbogen in isolierenden Flüssigkeiten hervorgerufen

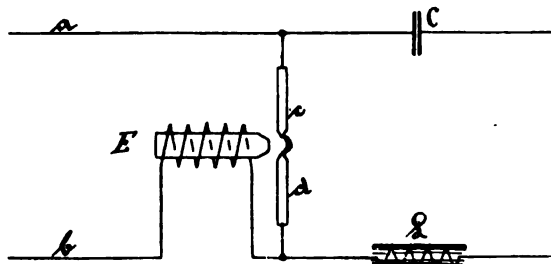


Fig. 1.

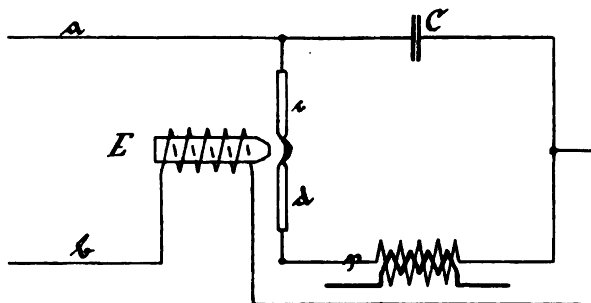


Fig. 2.

werden, z. B. in Petroleum, Vaselineöl, Benzin, Benzol u. dgl.; dabei soll der Lichtbogen durch eine periodische Bewegung einer oder beider Elektroden oder durch elektrische Zündung immer von neuem gezündet werden.

O. Scheller hat unter Nr. 201 626 ein Patent auf eine Bogenlampe zur Erzeugung schneller elektrischer Schwingungen erhalten, bei welcher flüssige Wasserstoffverbindungen in das Gefäß, welches den in einem Magnetfeld brennenden Lichtbogen umgibt, eingeführt und in diesem verdampft werden. Die Anordnung kann dabei entweder so

sein, daß die Wasserstoffverbindung aus einem oberhalb der Kammer angeordneten Gefäß *T* auf die eine Elektrode *A* tropft (vgl. Fig. 3) oder daß sie durch einen Kanal in dieser Elektrode geleitet wird, welcher in eine mit dem Innern der Kammer in Verbindung stehenden Öffnung *B* endigt (vgl. Fig. 4).

L. de Forest beschreibt in der amerikanischen Patentschrift Nr. 850917 mehrere Lichtbogenanordnungen zur Erzeugung elektrischer Schwingungen, bei denen der Lichtbogen in einer Atmosphäre von Wasserdampf brennt. Die Anordnung ist dabei entweder so getroffen,

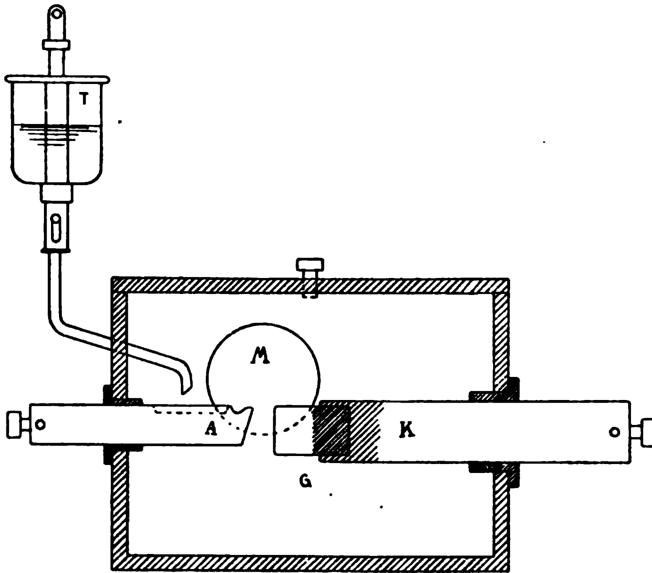


Fig. 3.

daß an der unteren Elektrode Rippen oder Platten aus gut wärmeleitendem Material (Metall) angebracht sind, die in das am Boden der Kammer, in der der Lichtbogen brennt, befindliche Wasser eintauchen und dieses so zur Verdampfung bringen; oder die untere Elektrode ist röhrenförmig ausgebildet und enthält im Innern das bis an ihren oberen Rand stehende Wasser. Die interessanteste Anordnung aber, die Forest beschreibt, ist die folgende: Die obere Elektrode (Fig. 5) ist ähnlich wie das Gefäß bei den bekannten Lötlampen ausgebildet; der Boden dieses Gefäßes (1) bildet die eine Elektrode für den Lichtbogen, und darunter ist die andere Elektrode (2) angeordnet. In dem

Gefäße befindet sich Wasser, und vom oberen Teile des Gefäßes führt ein Rohr (3), welches in eine gegen den Lichtbogen gerichtete Düse (4) endigt. Durch die Hitze des Lichtbogens wird das Wasser im Elektrodengefäß zur Verdampfung gebracht und der Dampf strömt nun, wie bei den genannten Lötlampen, gegen den Lichtbogen und beeinflußt ihn wie bei den bekannten Luftgebläsen für Schwingungserzeugung. Der Wasserdampf kondensiert sich dann an den Wänden (5) der den Lichtbogen umgebenden Kammer und das sich am Boden

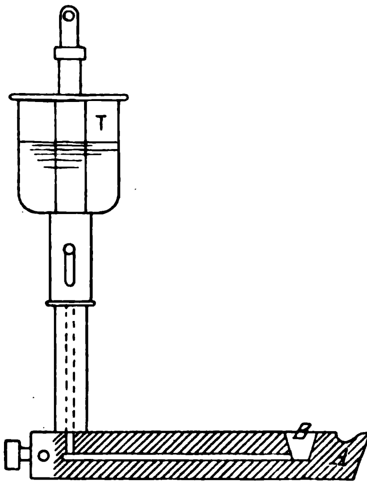


Fig. 4.

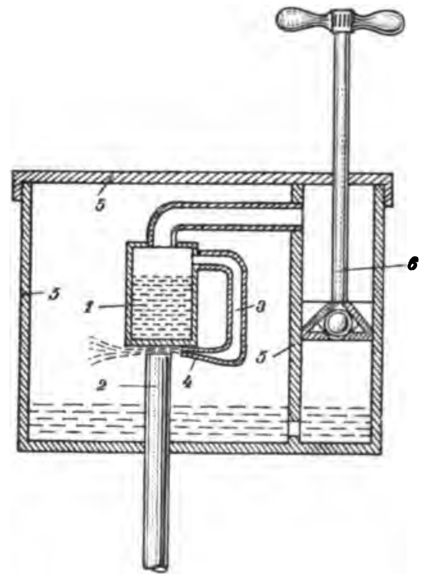


Fig. 5.

sammelnde Wasser kann durch eine Handpumpe (6) wieder in das Elektrodengefäß (1) zurückgebracht werden. Bei dieser Anordnung wird also die obere Elektrode durch das Wasser gekühlt und die Wärme des Lichtbogens zugleich zum Betriebe des Gebläses benutzt. Die britische Patentschrift Nr. 12220 vom Jahre 1907 und die französische Patentschrift Nr. 388473 der Badischen Anilin- und Sodafabrik in Ludwigshafen betrifft ebenfalls Lichtbogenanordnungen zur Erzeugung von Hochfrequenzströmen. Die dabei zur Anwendung kommenden Elektrodenformen sind in den Fig. 6, 7, 8 und 9 dar-

gestellt. Es wird hier ein Luft- oder Gasstrom derart zwischen die Elektroden geführt, daß regelmäßige mechanische Hin- und Herbewegungen des Lichtbogens, wie sie in der Elektrotechnischen Zeitschrift

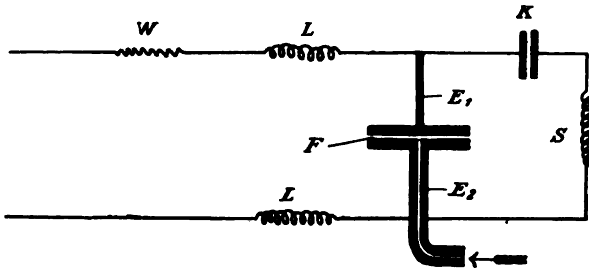


Fig. 6.

1907, S. 142 beschrieben worden sind, entweder überhaupt nicht mehr eintreten oder die Frequenz der elektrischen Schwingungen nicht mehr beeinflussen. Die Entladung kann dabei die Natur eines Lichtbogens beibehalten oder sie kann in eine Reihe einzelner Entladungen sich auf-

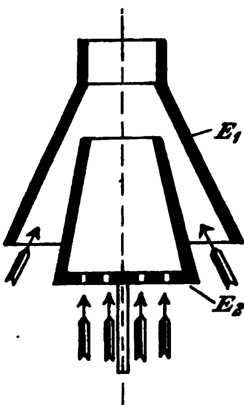


Fig. 7.

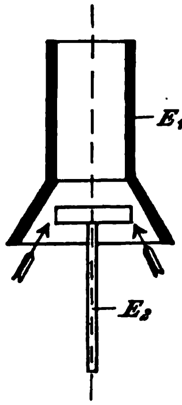


Fig. 8.

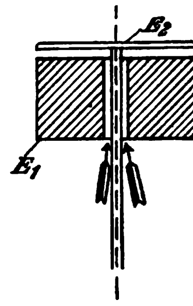


Fig. 9.

lösen, wesentlich ist jedoch, daß die Elektroden derart angeordnet sind und daß insbesondere ihr gegenseitiger Abstand so gewählt ist, daß gewöhnliche Funkenentladungen nicht auftreten. Wird ein starker Strom von kalter Luft gegen den Lichtbogen geblasen, so zieht sich der Lichtbogen beträchtlich zusammen. Vorteilhaft sind die Elektroden

derart angeordnet, daß die Luft oder das Gas zwischen ihnen in dünner Schicht von großer Ausdehnung hindurchfließt; die Elektroden besitzen daher entweder die Form ebener Platten (Fig. 6 und 9) oder zweier konzentrischer Hohlkegel oder Zylinder (Fig. 7) oder eines Hohlkegels und einer Scheibe (Fig. 8). Vorteilhaft ist es auch, dem Luftstrom eine tangentiale oder rotierende Bewegung zu erteilen. Die Deutsche Patentschrift Nr. 199489 von Rein betrifft ebenfalls die Anwendung eines rotierenden Lichtbogens zur Erzeugung ungedämpfter elektrischer Schwingungen, wodurch eine innige Berührung und Kühlung des Licht-

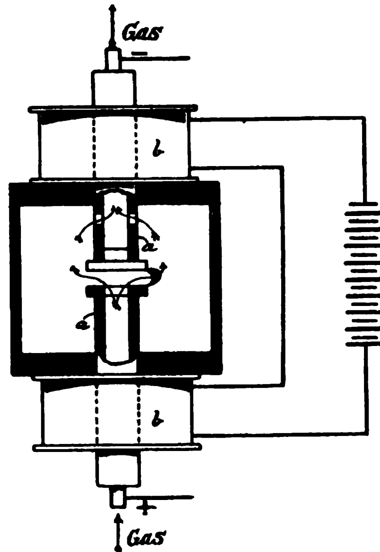


Fig. 10.

bogens mit dem zentral einströmenden Gase und eine gleichmäßige Abnutzung der Elektroden erzielt sowie die Verwendung hoher Gleichstromspannungen ermöglicht wird. Zur Erzielung der Rotationsbewegung des Lichtbogens bestehen die Elektroden bis auf die vordersten Endstücke aus Eisenröhren *a*, über welche Erregerspulen *b* geschoben sind. Je nach der Form der Elektroden werden die einander zugekehrten Enden jener Eisenröhren gleichnamig (Fig. 10) oder ungleichnamig (Fig. 11) magnetisch polarisiert, jedoch stets so, daß der Lichtbogen senkrecht steht zur Richtung der magnetischen Kraftlinien. Da die Stärke des Magnetfeldes, die Länge des Lichtbogens und die Intensität

des Lichtbogenstromes die Rotationsgeschwindigkeit bestimmt, tritt, falls die Magnete durch den Lichtbogenstrom erregt werden (Fig. 11), eine selbsttätige Stromregulierung ein.

Zur Erzielung einer Stoßentladung schlägt Eisenstein in der französischen Patentschrift Nr. 390112 vor, in den Schwingungskreis ein elektrisches Ventil einzuschalten, welches nur die erste halbe Entladeschwingung hindurchläßt, der Rückschwingung dagegen den Weg versperrt. An Stelle der Hintereinanderschaltung einer gewöhnlichen Funkenstrecke und Ventilvorrichtung kann auch eine Einrichtung ver-

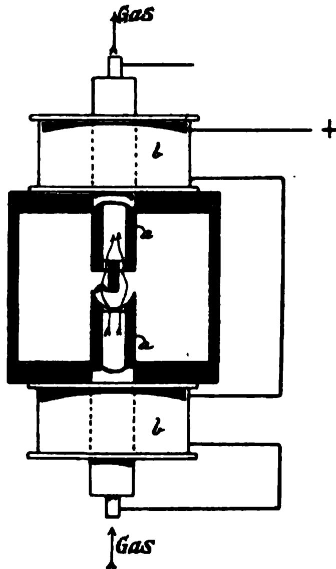


Fig. 11.

wendet werden, die zu gleicher Zeit die Rolle der Funkenstrecke und des elektrischen Ventils spielt.

Um die Entladung einer Funkenstrecke regelmäßiger zu gestalten und stets gleichmäßig auf bestimmtem Wege bzw. zwischen bestimmten Punkten der Funkenkugeln erfolgen zu lassen, schlägt Roycourt in der französischen Patentschrift Nr. 389749 vor, in den Zwischenraum zwischen den Funkenelektroden eine mit Löchern oder Kanälen versehene Scheibe aus Isolationsmaterial, oder eine von einem Metallstift nietenartig durchsetzte Isolationsscheibe einzuschieben; die elektrische Entladung wählt dann stets den Weg durch das Loch bzw. den Kanal

oder den Metallstift. Für sehr starke Entladungen kann auch eine zwischen den Funkenkugeln angeordnete Kammer aus Isolationsmaterial benutzt werden, die auf jeder Seite eine Öffnung gegenüber den Funkenkugeln besitzt. In diese Kammer wird Preßluft eingeführt, welche aus den Öffnungen entweicht und so gegen die Funkenkugeln geblasen wird. Die Entladung zwischen den Funkenkugeln findet durch die Öffnungen und das Gefäß statt.

Die deutschen Patentschriften Nr. 198592 (nebst Zusatzpatent Nr. 198593) und Nr. 198544 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie beziehen sich ebenfalls auf Verfahren zur Erzeugung wenig gedämpfter Schwingungen, und zwar sollen mittels eines eine oder mehrere Funkenstrecken enthaltenden Erregerkreises in einem Sekundärkreise Schwingungen von der Eigendämpfung dieses Kreises erzeugt werden; nach der erstgenannten Patentschrift soll dies dadurch geschehen, daß unter Benutzung der an sich bekannten Funkenstrecke bzw. -strecken aus einem Medium von geringerer Durchschlagsfestigkeit als Luft (verdünnte Gase oder Dämpfe) gleichzeitig die Koppelung beider Kreise einerseits so fest gemacht wird, daß eine Wellenzerlegung unter Benutzung einer gewöhnlichen Funkenstrecke eintreten würde, und andererseits noch so lose ist, daß beim ersten nach Einsetzen eines Funkens auftretenden Energieminimum im Primärkreis ein Erlöschen des Funkens herbeigeführt wird; auf diesem Wege wird ein Zurückfließen der Energie aus dem Sekundärkreis in den Primärkreis vermieden. Nach dem Zusatzpatent Nr. 198593 wird dabei als Funkenstrecke eine Quecksilberdampflampe verwendet werden, welche dauernd oder zeitweise mit einer selbsttätigen oder nicht selbsttätigen Temperaturreguliervorrichtung versehen ist. Nach der dritten genannten Patentschrift Nr. 198544 endlich wird das Erlöschen des Funkens dadurch herbeigeführt, daß die Gase der Funkenstrecke dauernd und möglichst schnell erneuert werden.

Auf die bereits an anderer Stelle im Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie Band 1, Seite 609 in Fig. 2 dargestellte und beschriebene Schaltungsanordnung ist jetzt ein deutsches Patent erteilt worden unter der Nr. 203997, und es erübrigt sich daher, an dieser Stelle diese Anordnung nochmals zu beschreiben.

In der britischen Patentschrift Nr. 7687 vom Jahre 1907 beschreibt Webb eine Schaltungsweise zur Erzeugung elektrischer Schwingungen, bei welcher zwei Kondensatoren von großer Kapazität aus einem Transformator unter Zwischenschaltung zweier Gleichricht- oder Ventilzellen aufgeladen bzw. in geladenem Zustande erhalten

werden. Ein kleiner Bruchteil dieser aufgespeicherten Energie dient zur Ladung des Kondensators des eigentlichen Schwingungskreises, und zwar sind in die Zuführungsleitungen entweder große Widerstände oder rotierende Scheiben aus Isolationsmaterial mit diesen gegenüberstehenden Spitzenelektroden (in ähnlicher Anordnung wie bei den bekannten Elektrisiermaschinen) eingeschaltet.

Endlich möge noch die Deutsche Patentschrift Nr. 204530 der Synchronous Static Co. Erwähnung finden; diese betrifft eine Vorrichtung zur Erzeugung hochfrequenter elektrischer Entladungen, bei welcher ein Kondensator von der Netzleitung über einen Unterbrecher geladen und durch die Primärspule eines Induktoriums entladen wird. Durch eine eigenartige Anordnung und Schaltungsweise, deren Beschreibung hier zu viel Raum in Anspruch nehmen würde, wird erreicht, daß bei Verwendung von Gleichstrom als Betriebsstrom die bei der Unterbrechung des Stromes in der einen Spule einer Induktionsvorrichtung auftretende E.M.K. der Selbstinduktion zur Ladung des Kondensators benutzt wird, während bei Anwendung von Wechselstrom als Betriebsstrom die Induktionsvorrichtung einen Transformator bildet, durch welchen die Spannung vergrößert wird.

Mit der

Erzeugung gerichteter elektromagnetischer Wellen und dem gerichteten Empfang derselben

beschäftigt sich die Deutsche Patentschrift Nr. 197027 von Dr. Kiebitz. Zu diesem Zwecke gibt er dem strahlenden System eine solche Form,

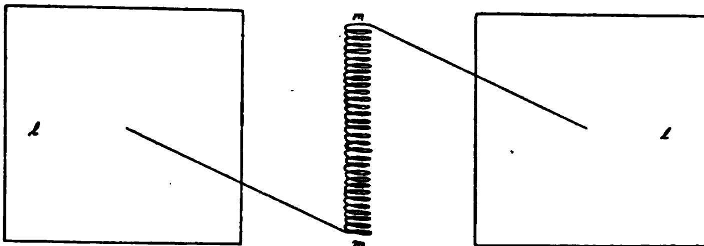


Fig. 12.

daß ein elektrisches Kraftfeld mit einer Symmetrieachse und ein magnetisches Kraftfeld mit einer gegen jene geneigten Symmetrieachse gebildet wird. In diesem Falle ist die Ebene größter magnetischer Kraft

gegen die Ebene größter elektrischer Kraft geneigt und die Gerade, in der sich beide schneiden, bedeutet die Richtung des größten Energiestromes, den das System ausstrahlt (Satz von Poynting). Dasselbe

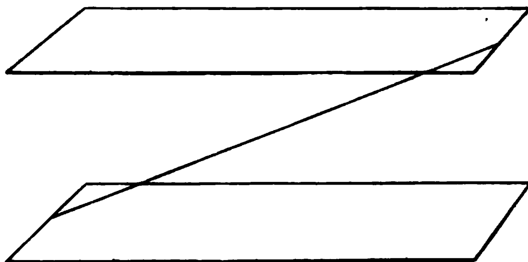


Fig. 13.

System kann auch als Empfänger verwendet werden und absorbiert alsdann diejenigen Strahlen maximal, die in der bevorzugten Richtung einfallen. In den Fig. 12 und 13 sind zwei Ausführungsformen dar-

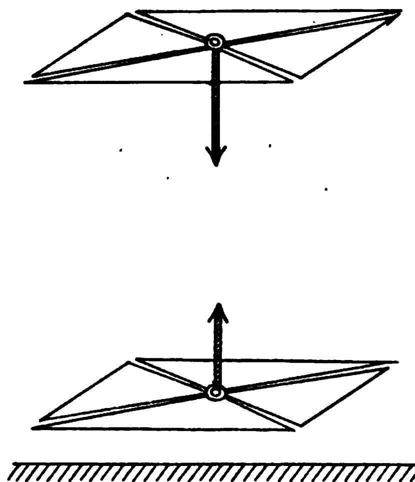


Fig. 14.

gestellt. Bei Fig. 12 z. B. ist eine Drahtspule angeordnet, deren Enden *mm* an zwei Metallflächen *ee* geführt sind. Wird diese Anordnung direkt oder durch eine beliebige Koppelung zu gedämpften oder ungedämpften Schwingungen erregt, so erzeugt sie ein in Form

von elektromagnetischen Wellen sich ausbreitendes Kraftfeld, das herrührt von einem in der Richtung *m m* oszillierenden magnetischen Dipol und einem zwischen *e e* oszillierenden Dipol. Die Betrachtung

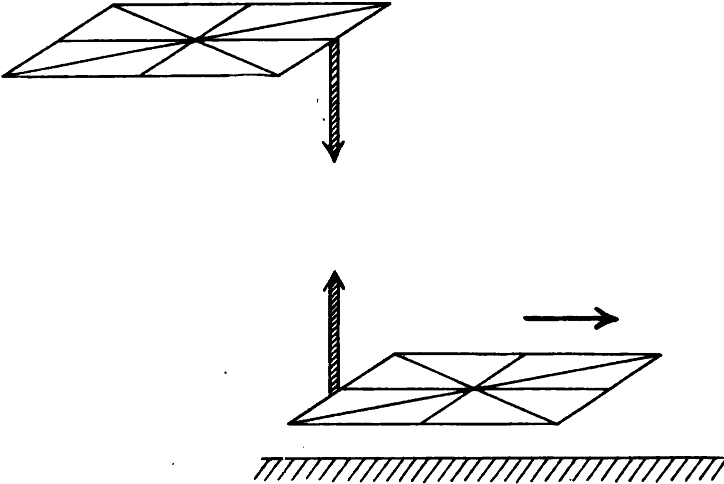


Fig. 15.

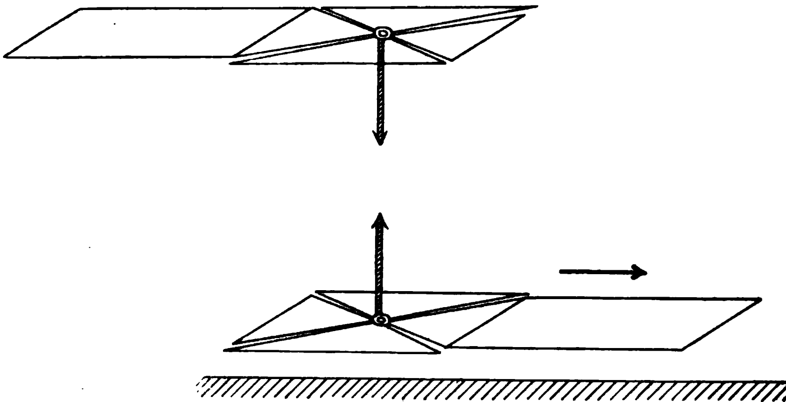


Fig. 16.

des Kraftfeldes ergibt ein Minimum des Energiestromes innerhalb der Zeichenebene, ein Maximum in der dazu senkrechten Richtung. An den Symmetrieverhältnissen wird nichts Wesentliches geändert, wenn

man die Anordnung in ihrer Ebene um 90° dreht und statt der einen Metallfläche die Erde benutzt. Wie bereits erwähnt, beruht die Richtwirkung auf dem bekannten Satze von Poynting über die Energiewanderung, nach dem die Richtung der Energieströmung stets senkrecht sowohl zur Richtung der elektrischen als auch zur Richtung der magnetischen Feldintensität und die Größe derselben proportional dem Produkte aus der magnetischen und der elektrischen Feldintensität und dem Sinus des Winkels, den letztere miteinander bilden.

Auch bei der bekannten Flemingschen gebogenen Antenne ist

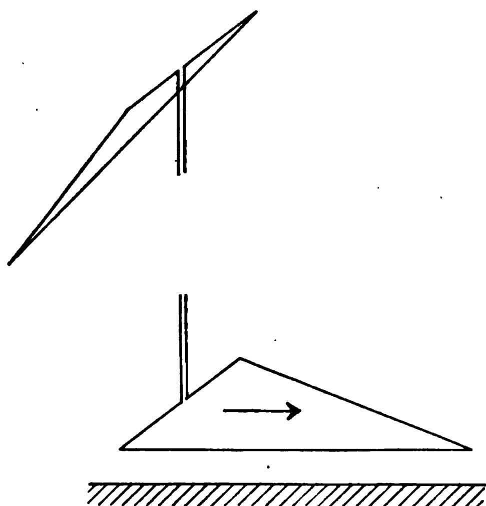


Fig. 17.

das elektrische Feld (zwischen dem horizontalen Teile der Antenne und der Erde) in einer bestimmten Richtung konzentriert und in den anderen Richtungen bedeutend schwächer, während das magnetische Feld, welches in der Hauptsache von dem senkrechten Teile der Antenne herrührt, weil dort die stärkste Strömung (Strombauch) herrscht, nach allen Richtungen gleichmäßig verteilt ist. Die Richtwirkung der gebogenen Antenne könnte man daher ebenfalls aus dem Poyntingschen Satze erklären.

Eine ähnliche Einrichtung zur Erzielung einer Richtung der Energiestrahlung ist in der britischen Patentschrift Nr. 14060 vom Jahre 1906 von Muirhead beschrieben. Dieser hat beobachtet, daß,

wenn er bei der in Fig. 14 dargestellten, im wesentlichen mit Lodges britischer Patentschrift Nr. 11575 vom Jahre 1897 identischen Luftleiteranordnung, die nach allen Richtungen gleichmäßig strahlt, die beiden Kapazitätsflächen nicht mehr symmetrisch, sondern nach Fig. 15 oder 16 unsymmetrisch ausbildet, die Energiestrahlung im wesentlichen nur in einer Richtung, und zwar in der des in den Figuren eingezeichneten Pfeiles stattfindet, d. h. also in der Richtung, die der Lage der unteren Kapazitätsfläche entspricht. Eine weitere Verstärkung der Richtwirkung behauptet er dadurch erzielen zu können, daß er die obere Kapazitätsfläche nach Fig. 17 und 18 gegen die

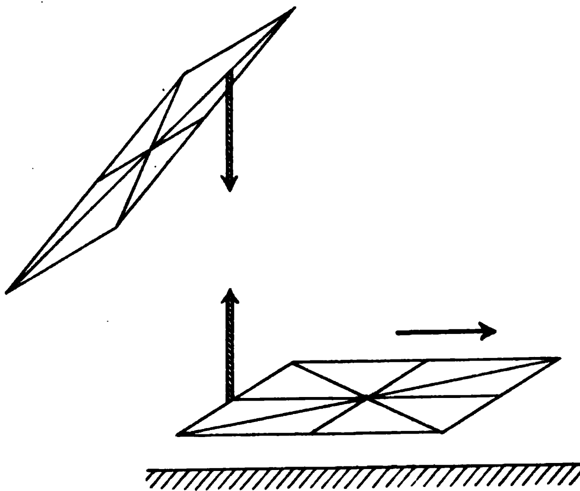


Fig. 18.

untere Kapazitätsfläche geneigt anordnet. Auch hier könnte man vielleicht die Richtwirkung aus dem Poyntingschen Satze herleiten oder erklären.

Sender für drahtlose Telegraphie.

An Stelle der senkrechten gestreckten Luftleiter (Antennen) zur Ausstrahlung der Energie in Form elektrischer Wellen sollen nach dem D.R.P. Nr. 201553 der Cooper Hewitt Electric Co. horizontale, von elektrischen Schwingungen durchflossene Spulen verwendet werden. Diese Spulen (17 in Fig. 19) sollen eine gemeinschaftliche

geometrische Achse besitzen und parallel zueinander geschaltet sein, zum Zwecke, durch Verminderung der Induktanz die Schwingungszahl zu erhöhen. Die Anordnung dürfte ohne weiteres aus der Fig. 19 verständlich sein. Fleming schlägt in der britischen Patentschrift Nr. 11582 vom Jahre 1907 vor, geschlossene Schwingungskreise zur Ausstrahlung elektrischer Wellen zu verwenden.

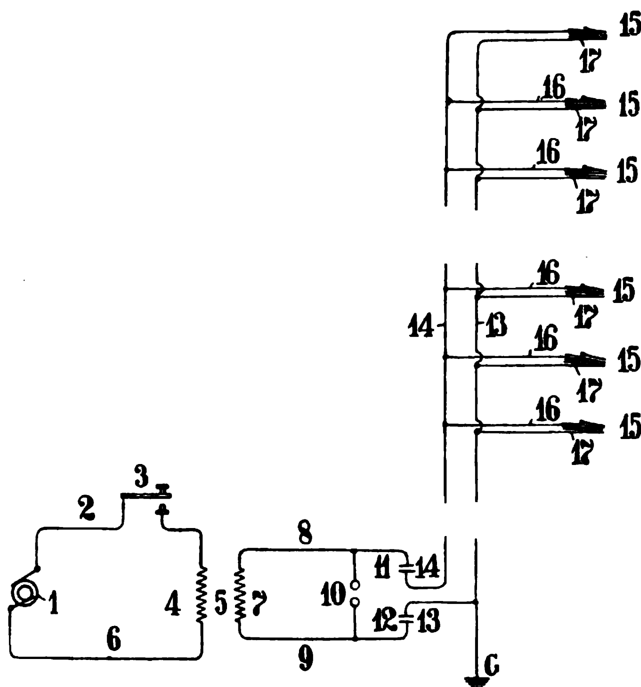


Fig. 19.

Die bereits im Jahrbuch, Band 1, Seite 605—608 beschriebene Anordnung von Bellini und Tosi zur Veränderung der Telegraphierrichtung ist in der Deutschen Patentschrift Nr. 203139 und in der britischen Patentschrift Nr. 21299 vom Jahre 1907 behandelt. In der französischen Patentschrift Nr. 387933 beschreiben nun die Erfinder eine weitere Ausbildung ihres Systems; sie verwenden mit dem Richtungssystem (*a a* in Fig. 20 auf der Sendestation bzw. *A A* in Fig. 21 auf der Empfangsstation), welches die durch die Kurven a_1 a_2 im

Vektordiagramm Fig. 22 dargestellte Form der Energieausstrahlung bzw. -absorption besitzt, zugleich ein System mit gleichförmiger Ausstrahlung bzw. gleichförmigen Empfang (*b* in Fig. 20 und *B* in Fig. 21 bzw. Kurve *b* im Vektordiagramm Fig. 22), dessen Luftleiterteil mög-

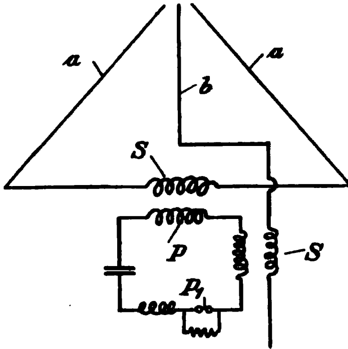


Fig. 20.

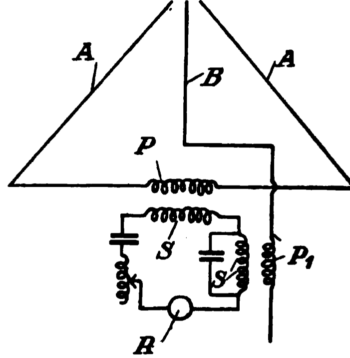


Fig. 21.

lichst in der Symmetrieachse des Luftleiters des Richtungssystems liegt. Die Resultierende *c* im Vektordiagramm, welche sich aus dem Zusammenwirken der beiden Luftleitersysteme ergibt, stellt dann die

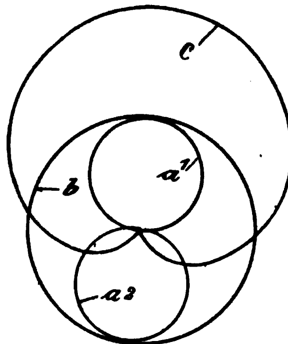


Fig. 22.

resultierende Energiestrahlung dar, die, wie aus der Figur ersichtlich, in der einen Richtung ein Maximum und in der entgegengesetzten Richtung das Minimum Null aufweist.

Maiche schlägt in der Deutschen Patentschrift Nr. 197028 vor, die aus Fig. 23 ersichtliche Anordnung zur telegraphischen und tele-

phonischen Zeichenübertragung mittels Induktionsschwingungen zu verwenden. Er will zwei verschiedene Spulen vorsehen, von denen die eine (*a*), aus dickem und kurzem Draht, auf eine Batterie (*n*) und ein Mikrophon oder einen Unterbrecher (*o*) geschlossen ist, wenn sie als

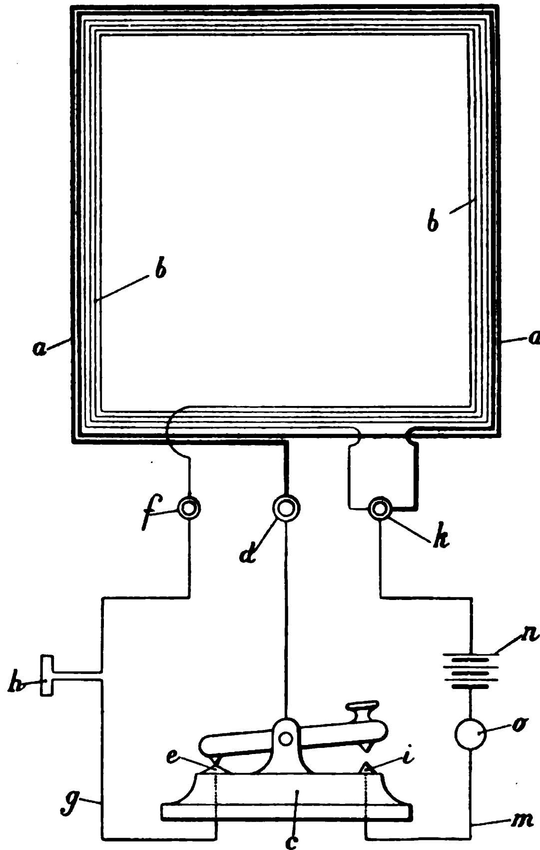


Fig. 23.

Sender dient, während die andere (*b*), aus feinem und langem Draht, während dieser Zeit ausgeschaltet ist. Wenn der Apparat als Empfänger dient, bilden die beiden Spulen nur einen einzigen auf das Telephon geschlossenen Stromkreis, und der Übergang von der einen Stellung zur anderen erfolgt selbsttätig durch die Handhabung des Morsetasters.

Murges will an Stelle der Luftleiter an der Geber- und an der Empfängerstelle je eine Antenne anordnen, die sich in die Erde erstreckt und von derselben isoliert ist. Sie besteht also aus einem in einen Schacht hinabhängenden Draht, wobei der Schacht mit einer isolierenden und am unteren Ende verschlossenen Röhre ausgekleidet ist. Der Zweck soll darin bestehen, daß Erdbeben, es sei denn, daß dieselben einen bestimmten oszillierenden Charakter haben, keinen zerstörenden Einfluß auf die Antenne ausüben können.

Senderschaltungen für die Zwecke der drahtlosen Telephonie.

Zur Übertragung von Schallwellen schlägt Fessenden in der Deutschen Patentschrift Nr. 199289 vor, durch eine auf Tonwellen ansprechende Vorrichtung die Länge der Funkenstrecke unmittelbar zu beeinflussen.

Schellers Mikrophonschaltung nach der Deutschen Patentschrift Nr. 203179 kennzeichnet sich dadurch, daß mehrere Mikrophone

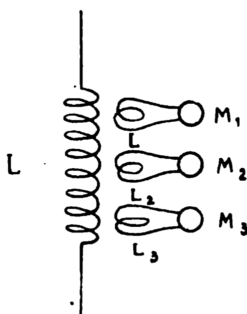


Fig. 24.

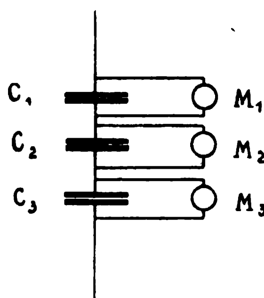


Fig. 25.

direkt, indirekt oder kapazitiv gleichzeitig mit verschiedenen Teilen des Wechselstromwiderstandes des Schwingungssystems gekoppelt sind (vgl. Fig. 24, 25 u. 26). Hierdurch wird erreicht, daß auch bei ungleicher äußerer Beeinflussung das einzelne Mikrophon keiner übermäßigen Belastung ausgesetzt wird.

Majorana hat sich in D. R. P. Nr. 204389 die Einschaltung seines bekannten Wassermikrophons (vgl. Jahrbuch für drahtlose Telegraphie Band 1, Seite 287—289) an beliebiger und für die Zwecke der draht-

losen Telephonie geeigneter Stelle in den bzw. die zur Erzeugung der elektromagnetischen Wellen dienenden Schwingungskreise schützen lassen. Dieses Wassermikrophon, bei dem je nach Bedarf mehr oder weniger angesäuertes Wasser zur Veränderung des Ohmschen Widerstandes entsprechend den Veränderungen der von der Tonquelle ausgesandten akustischen Wellen verwendet wird, gestattet eine weitergehende Beeinflussung der elektromagnetischen Wellen als die gewöhnlichen Kohlenstaubmikrophone, mittels welcher Potentialdifferenzen von nicht mehr als wenigen Volt erzeugt werden können.

Seibt (D. R. P. Nr. 197474 bzw. britische Patentschrift Nr. 3583 vom Jahre 1908) schaltet parallel zu dem Generator bzw. den Speise-

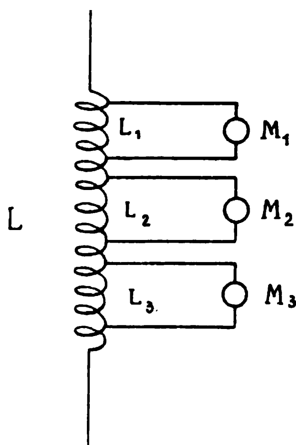


Fig. 26.

leitungen einen Nebenschluß (9, 10 vgl. Fig. 27) zu dem Zwecke, um zu verhindern, daß die Sprechströme durch die vorgeschalteten Widerstände und die Elektrizitätsquelle, durch welche der Schwingungsgenerator betrieben wird, fließen. Der Nebenschluß kann aus einem Ohmschen Widerstand oder einer Kapazität, in Reihen- oder Parallelschaltung bestehen. In Fig. 27 ist eine der von Seibt verwendeten Schaltungen dargestellt.

Nach der britischen Patentschrift Nr. 27379 vom Jahre 1907 der Amalgamated Radio Telegraph Co. Ltd. soll die Wirksamkeit radiotelephonischer Sendestationen dadurch vergrößert werden, daß die Dämpfung des veränderlichen Widerstandes, z. B. des Mikrophons, gleich oder nahezu gleich der Dämpfung des Schwingungssystems gemacht wird.

Derselben Gesellschaft ist das deutsche Patent Nr. 204388 (= brit. Patent Nr. 889 vom Jahre 1908) erteilt worden auf ein Verfahren zur drahtlosen Telephonie mittels Änderung der Länge der ausgesandten

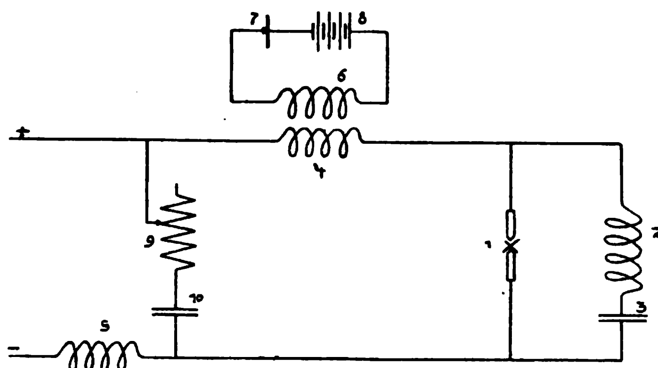


Fig. 27.

Wellen. Nach diesem Patent sollen nicht nur auf der Sendestation, sondern auch auf der Empfangsstation der Luftleiter oder ein mit diesem gekoppelter Schwingungskreis oder beide künstlich etwas ver-

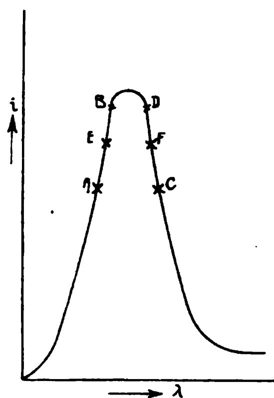


Fig. 28.

stimmt werden, zum Zwecke, durch die Wellenschwankungen möglichst intensive Änderungen in der Erregung des Detektors hervorzurufen. In der Resonanzlage ist nämlich, wie aus der Resonanzkurve hervorgeht, das System für kleine Wellenlängenschwankungen unempfindlich;

arbeitet man aber in einer geringen Entfernung von der Resonanzlage, derart etwa, daß in der Resonanzkurve Fig. 28 die Punkte E oder F der mittleren Wellenlänge und die Punkte A und B oder C und D den durch einen Laut hervorgebrachten Änderungen derselben entsprechen, so ist die Empfindlichkeit des Systems für geringe Wellenlängenänderungen besonders empfindlich. Werden zwei oder mehrere Kreise auf der Empfangsstation und der Sendestation gleichzeitig etwas verstimmt, so muß die Verstimmung nach derselben Richtung von dem Resonanzpunkt aus erfolgen, denn anderenfalls würde statt einer Addition eine Subtraktion der durch die Wellenschwankungen hervorgebrachten Intensitätsschwankungen in der Erregung des Detektors die Folge sein.

Briefe an die Redaktion.

(Für die Veröffentlichungen in dieser Rubrik übernimmt die Redaktion keinerlei Verantwortung.)

— — — — — — — — — — — — — —

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

Bein, Dr. W., Elemente und Akkumulatoren, ihre Theorie und Technik. VI, 233 S. mit 98 Abb. Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig. 1908. Geb. M. 4.40

Lommel, E. von, Lehrbuch der Experimentalphysik. 14.—16. Aufl., herausgegeben von Prof. Dr. W. König. gr. 8°. X, 631 S. mit 438 Fig. und 1 Spektraltafel. Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig. 1908. M. 6.60, geb. M. 7.50

Ramsay, Sir William, Einleitung in das Studium der physikalischen Chemie. 83 S. Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig. 1908. Kart. M. 1.60

Brick, Helmut, Telegrapheninspektor in Spandau, Die Telegraphen- und Fernsprechtechnik in ihrer Entwicklung. „Aus Natur und Geisteswelt". Sammlung wissenschaftlich-gemeinverständlicher Darstellungen aus allen Gebieten des Wissens. Verlag von B. G. Teubner in Leipzig. 8. 1908. Preis geh. M. 1.—, in Leinw. geb. M. 1.25.

Literaturverzeichnis.

Abraham, H., Ann. Phys. Beibl. **32**, 1017, 1908 (Ref. über Soc. Franç. de Phys. No. 272. 2. 1908). Die Verwendung des Drehspulengalvanometers als Universalinstrument zur Messung von Wechselströmen.

Amaduzzi, L., La Lum. él. **30**, 297, 1908 (Ref. über Atti d. R. Acc. dei Linc. **16**, 15. Sept. 1907 u. **17**, 15. März 1908). Récherches expérimentales sur l'étincelle électrique.

Almy, John E., Phil. Mag. **16**, 456, 1908 (s. Jahrb. **2**, 150, 1908). Minimum spark potentials.

Arco, Georg Graf von, Ztschr. f. Schwachstromtechnik **2**, 422, 1908. Mit drahtloser Telephonie über den Ozean?

Arendt, Oskar, Helios **14**, 289, 1908. Deutsche Telephon- und Telegraphenpatente I. Quartal 1908 (Drahtlose Telephonie und Telegraphie).

Bairville, A., L'Électricien **36** (2), 245, 1908. Fabrication des condensateurs électriques pour télégraphie et téléphonie.

Bellini, E. u. Tosi, A., Proc. Roy. Soc. **21**, 638, 1908 u. Phil. Mag. **16** (6), 638, 1908 (vgl. Jahrb. **1**, 598, 1908). A directive system of wireless telegraphy.

Blondel, A., C. R. **147**, 673, 1908. Les ondes dirigées en télégraphie sans fil. (vgl. Jahrb. **2**, 190, 1908).

Bulgakow, N., J. d. russ. phys.-chem. Ges. **40**, phys. Teil 295, 1908. Rotierende Stromwender zum Gleichrichten einer oszillierenden Entladung.

Cady, W. G., Science (N. S.) **28**, 254, 1908. On oscillations in the metallic arc.

Campbell, A., Electrician **61**, 1000, 1908. On compensation for self-inductance in shunt resistances.

Cassuto, L. u. Occhialini, A., Ann. Phys. Beibl. **32**, 970, 1908 (Ref. über N. C. (5) **14**, 330, 1907). Die Entladungspotentiale bei hohen Drucken.

Cialdea, U., s. Tieri, L.

Cohen, B. S., Phil. Mag. **16**, 480, 1908. The production of small variable frequency alternating currents suitable for telephonic and other measurements.

Corbino, O. M., Phys. Ztschr. **9**, 704, 1908. Über mechanische Vorrichtungen zur Erzeugung hochfrequenter Wechselströme.

— — La Lum. él. **30**, 18, 75, 1908. Recherches théoretiques et expérimentales sur la bobine de Ruhmkorff.

Davies, B., s. Lodge, Oliver.

Devaux-Carbonnel, La Lum. él. **30**, 323, 1908. La fréquence des courants téléphoniques.

Duddell, W., Electrician **61**, 796, 1908 (s. Jahrb. **2**, 151, 1908). Short spark phenomena.

— — E. u. M. **26**, 915, 1908 (Ref. über Electrician 4. IX. 1908). Über Untersuchungen an einem Induktorium.

Earhart, R. F., Science **27**, 526, 1908. Notes on spark potentials.

Ebeling, H., Ann. Phys. **27**, 391, 1908. Über den Temperaturverlauf in wechselstromdurchflossenen Drähten.

Eichberg, F., Elektrot. Ztschr. **29**, 857, 1908. Über Wechselstromerregung durch Gleichstromanker.

Eichhorn, G., D. Mech.-Ztg. Heft **17**, 163, 1908. Der heutige Stand der drahtlosen Telephonie.

Eisenstein, S., Ann. d. Elektrot. **3**, 334, 1908 (vgl. La Lum. él. No. 21, 224, 1908). Verfahren zur Erzeugung ungedämpfter Schwingungen.

Esau, A. Widerstand und Selbstinduktion von Solenoiden für Wechselstrom. Berlin 1908.

Esch, M., Ann. Phys. Beibl. **32**, 969, 1908 (Ref. über Diss. Münster 1908). Über den Vorprozeß und die Verzögerung bei der Funkenentladung.

Fessenden, R. A., Electrician **61**, 762, 785, 828, 867, 993, 1908 (s. Jahrb. **2**, 151, 1908). Wireless telephony (vgl. ebenda S. 805 S. Flood Page).

Fischer, J. V. S., s. Lloyd, M. G.

Fleming, J. A., Electrician **61**, 843, 1908. Oscillation valve or Audion (vgl. ebenda S. 1006 Lee de Forest).

Forest, Lee de, Electrician **61**, 804, 1908. The Tantalum-wave detector (vgl. ebenda S. 804 L. H. Walter u. Jahrb. **2**, 120, 1908).

Galletti, R. C., Electrician **61**, 757, 1908 (übersetzt aus L'Elettricista). High tension continuous electrical oscillations.

Hack, F., Ann. Phys. 27, 43, 1908. Die Ausbreitung ebener elektromagnetischer Wellen längs eines geschichteten Leiters besonders in den Fällen der drahtlosen Telegraphie (vgl. Jahrb. **2**, 165, 1908).

Haworth, H. F., Proc. Roy. Soc. **81** (A), 221, 1908. The electrical qualities of porcelain, with special reference to dielectric losses.

Heen, P. de, Bull. de Belg. S. 411, 1908. De l'induction de l'énergie sous ses trois formes, mécanique, électrique et électromagnétique.

Hering, Carl, Electrician **61**, 951, 1908 (Diskussion) (vgl. La Rev. él. **10**, 315, 1908 u. Jahrb. **1**, 650, 1908). An imperfection in the usual statement of the fundamental law of electromagnetic induction.

Houston, Robert A., Proc. Roy. Soc. Edinburgh **28**, 369, 1908. Note on the electrical resistance of spark gaps.

Humphreys, W. J., Bull. Mount. Weather Observ. **1**, 96, 1908. Note on the magnetic field due to an electric current in a straight wire.

Ives, James E., Electrical World **52**, 676, 1908. Propagation of electric waves in wireless telegraphy.

Kiebitz, F., Mitt. aus d. Telegr. Versuchsamt d. Reichspostamts **4**, 100, 1908. Versuche über ungedämpfte elektrische Schwingungen.

Koomans, N. Over den infloed der zelfinductie in telefon geleidingen. Diss. Delft 1908.

Kordisch, L., J. d. russ. phys.-chem. Ges. **40**, phys. Teil 245, 269, 1908. Sekundäre Schwingungen.

Knudsen, H., Electrician **61**, 918, 1908 u. Scientific American 31. X. 08. Typewriting and typesetting by wireless transmission.

Lloyd, M. G., Electrical World **52**, 383, 1908. Effect of wave form upon the iron losses in transformers.

— — u. **Fischer, J. V. S.**, Bull. Bur. of Standards **4**, 467, 1908. An apparatus for determining the form of a wave of magnetic flux.

Lodge, Oliver u. **Davies, B.,** Electrician **61,** 835, 1908 u. Electrical Eng. 11. IX. 08 S. 380 (vgl. auch Ref. in Ann. d. Elektrot. Heft 11, 430, 1908). On the measurement of large inductances containing iron.

Lulof., E. u. M. **26,** 913, 1908 (Ref. über Electrician 14. VIII. 08). Die Messung des Leistungsfaktors und der Frequenz im Wechselstromkreis.

Macku, B., Phys. Ztschr. **9,** 646, 1908 (s. auch Jahrb. 2, 152, 1908). Über die Bestimmung von Kondensatorschwingungen bei beliebig enger induktiver Koppelung.

Mallik, D. N., Phil. Mag. **16** (6), 531, 1908. Magnetic rotation of electric discharge.

Marie, G., E. u. M. **26,** 818, 1908 (Ref. über L'Électr. **36, 24,** 1908). Relais Rochefort bei Empfangsapparaten für drahtlose Telegraphie.

Mattenklodt, Ernst, Ann. Phys. **27,** 359, 1908. Dielektrische Untersuchungen am Glimmer.

Mercatier, E., C. R. **147,** 349, 1908. Sur une application nouvelle de la superposition sans confusion des petites oscillations électriques dans un même circuit.

Milner, S. R., Proc. Roy. Soc. 81 (A), 299, 1908. On the nature of the streamers in the electric spark.

Modzelewski u. **Moscicki,** Ann. d. Elektrot. **3,** 231, 1908 (Ref. über La Lum. él. No. 8, 249, 1908). Elektrolytischer Kondensator.

Monckton, C. C. F. Radio-Telegraphy. London 1908.

Moscicki, s. Modzelewski.

Nasmyth, G. W., Phys. Rev. 27, 117, 1908. The frequency of the singing arc.

Occhialini, A., s. Cassuto, L.

Pillier, L., Elektrot. Ztschr. **29,** 919, 1908 (Ref. über La Lum. él. **2,** 391, 1908). Instrument und Methode zur Messung schwacher Wechselströme.

Piola, F., Atti d. R. Acc. d. Linc. **17** (7), 1908. L'interruttore di Wehnelt con corrente alternata.

Ritz, Walter, Arch. d. sc. **113,** 209, 1908. Recherches critiques sur les théories électrodynamiques de Cl. Maxwell et de H. A. Lorentz.

Reithoffer, Max. Die Grundlagen der drahtlosen Telegraphie. Wien 1908.

Roos, O. C., Ann. Phys. Beibl. **32,** 1070, 1908 (Ref. über Electrician **59,** 921, 1907). Der nicht geerdete geschlossene Schwingungskreis als Empfänger für drahtlose Telegraphie.

Roschansky, D., Phys. Ztschr. **9,** 627, 1908. Zur Frage des Funkenwiderstandes.

— — Phys. Ztschr. **9,** 635, 1908. Zur Theorie des sogenannten Funkenwiderstandes.

Sahulka, Joh., Elektrot. Ztschr. **29,** 949, 1908. Der Lichtbogen zwischen gleichartigen Elektroden als Gleichrichter.

— — Elektrot. Ztschr. **29,** 1036, 1908. Zur Kenntnis des Quecksilberdampf-Lichtbogens als Gleichrichter.

Schames, Léon, Ann. Phys. 27, 64, 1908. Über die Abhängigkeit der Permeabilität des Eisens von der Frequenz bei Magnetisierung durch ungedämpfte Schwingungen.

Stschodro, N., Ann. Phys. 27, 225, 1908 u. J. d. russ. phys.-chem. Ges. **40,** phys. Teil 303, 1908. Über Hertzsche Spiegelversuche mit dem Duddellschen Bogen.

Stuff, W., Ann. Phys. Beibl. 32, 969, 1908 (Ref. über Diss. Münster 1907). Wärme und Energie von Kondensatorfunken.

Tieri, L., Atti d. R. Acc. d. Linc. 17 (5), 204, 1908. Azione delle onde elettriche sull'allungamento per magnetostrizione di un filo di ferro magnetizzato longitudinalmente.

— — u. **Cialdea, U.**, Atti d. R. Acc. d. Linc. 17, 274, 1908. Su un rivelatore di onde elettriche.

Tissot, C., L'Électricien 35, 298, 1908 u. La Rev. él. 10, 242, 1908 (vgl. auch Ref. Ann. Phys. Beibl. 32, 1073, 1908). Signal d'appel pour détecteur électrolytique.

— — C. R. 147, 237, 1908. Du mode différent dont se comportent, comme détecteurs d'oscillations électriques, les contacts imparfaits â variation de résistance et les contacts thermo-électriques (s. auch Jahrb. 2, 115, 1908)

Tosi, A., s. Bellini, E.

Turpain, A., C. R 147, 587, 1908. Les ondes dirigées en télégraphie sans fil et la recherche de la syntonie.

— — La télégraphie sans fil et les applications pratiques des ondes électriques. (2e éd.) Paris 1908.

Webb, J. H., E. u. M. 26, 914, 1908 (Ref. über The Electr. Eng. 13. VIII. 08). Drahtlose Telephonie.

Zehnder, L., Elektrot. Ztschr. 29, 1019, 1908. Über die Hertzschen Versuche mit elektrischen Wellen.

Detektoren.

1. Kohärer.

Walter, L. H., La Lum. él. 30, 50, 1908 (vgl. Jahrb. 2, 120, 1908). Un détecteur au tantale et son application à la téléphonie et à la télégraphie sans fil.

2. Elektrolytische Wellendetektoren.

Jégou, P., C. R. 147, 589, 1908. Études sur l'association en série et en parallèle des détecteurs électrolytiques (s. auch Jahrb. 2, 155, 1908).

3. Thermische Wellendetektoren.

— — — — — — — — — — — — — — — — — —

4. Magnetische Wellendetektoren.

— — — — — — — — — — — — — — — — — —

5. Diverse Detektoren.

Fleming, J. A., Electrician 61, 843, 1908. Oscillation valve or Audion (vgl. ebenda S. 1006. Lee de Forest).

Tieri, L. u. Cialdea, U., Atti d. R. Acc. d. Linc. 17, 247, 1908. Su un rivelatore di onde elettriche.

(Eingesandt 18. November 1908.)

Bücherbesprechungen.

Hennig, Dr. Richard, Die älteste Entwicklung der Telegraphie und Telephonie. Band 2 der von Prof. Dr. B. Weinstein herausgegebenen Sammlung von Einzelschriften aus reiner und angewandter Wissenschaft: Wissen und Können. VIII. 199 S. Großoktav. 61 Abb. Verlag von Johann Ambrosius Barth. Leipzig 1908. (Preis geb. M. 4.—.)

In dem vorliegenden Bande der bekannten Sammlung „Wissen und Können" ist der interessante Versuch gemacht, die geschichtlichen Anfänge des Telegraphen und Telephons im Zusammenhang mit dem ganzen Gebiet zu bearbeiten und auf ihre kulturgeschichtliche Stellung hinzuweisen. Es wird behandelt: Die Entwicklung der optischen und akustischen Telegraphie. Alte Phantasie-Telegraphen mittels magnetischer Sympathie. Die Anfänge der elektrischen Telegraphie (Telegraphen mittels Reibungselektrizität. Die galvanischen Telegraphen. Die elektromagnetischen Telegraphen). Die Anfänge der Seekabel. Alte Phantasie-Telephone und telephonische Spielereien. Die Anfänge der elektrischen Telephonie. — Von den Abbildungen fesseln besonders die alten historischen Darstellungen die Aufmerksamkeit.

Alles in allem ein höchst anziehendes, eigenartiges Lesebuch und ein wertvoller Beitrag zur Kulturgeschichte der Technik. E.

Nairz, O., Ingenieur, **Die Radiotelegraphie.** Band 4 der vorstehend genannten Sammlung: Wissen und Können. VIII. 280 S. Großoktav. 154 Abb. Verlag von Johann Ambrosius Barth. Leipzig 1908. (Preis geb. M. 5.—.)

Gewissermaßen im Anschluß an vorstehend referiertes Buch von Dr. Hennig versucht Nairz in seinem Werke eine Darstellung des heutigen Standes der drahtlosen Telegraphie und Telephonie zu geben. Nairz wendet sich vor allem an den großen Kreis des gebildeten Publikums ohne besondere Fachkenntnisse und wählt dementsprechend die Art seiner Ausführungen. Auf wissenschaftliche Strenge und andere als elementare mathematische Hilfsmittel wird deshalb verzichtet; dafür legt Verfasser den Schwerpunkt auf Beschreibung von plausiblen Experimenten, von Apparaten und Stationen. Das schön illustrierte Buch ist anregend und flott geschrieben und entspricht seinem Zweck. Trotzdem kann ich nicht umhin auch einige Ausstellungen zu machen. Jeder Fachmann weiß heute und muß es freimütig aussprechen, daß wir den enormen Fortschritt durch die gekoppelten Systeme ausschließlich Prof. Braun verdanken; selbst Marconi und sein wissenschaftlicher Berater Prof. Fleming sprechen deshalb heute anerkennend von einem Braun-Marconi-System. Die Bemerkung des Verfassers auf S. 7 (mit Bezug auf den früheren Patentstreit Braun-Slaby), daß „Braun sich diese Anordnung, die sich in der Folge als so wertvoll erwies, ursprünglich ganz anders dachte" ist zum mindesten deplaciert. Braun hat gerade im Gegensatz zu anderen Forschern gleich von Anfang an die Bedeutung der gekoppelten Systeme und die für solche zu erfüllenden Gesichtspunkte klar erkannt und realisiert, wenn auch die vollständigere theoretische Einsicht erst später von M. Wien und P. Drude erschlossen wurde.

Daß man es bei den Artomschen Versuchen nicht mit zirkular polarisierten Schwingungen zu tun hatte, weiß heute jeder Fachmann. Flemings gewiß nicht richtiger Deutung von Marconis gerichteter Telegraphie vermittels geknickter Antennen hätten die aufklärenden Ausführungen von Braun, Mandelstam und Zenneck gegenübergestellt werden müssen. Die Angaben über v. Lepels System sind nicht ganz zutreffend, wie ich aus eigener Anschauung sagen kann. Es fehlen noch diverse wichtige Neuheiten wie die gerichtete Telegraphie nach Bellini und Tosi, die Marconische Erzeugung kontinuierlicher Schwingungen durch Vermittlung einer Dynamomaschine und rotierende Scheiben und anderes. E.

(Eingesandt 18. November 1908.)

Die Telegraphen- und Fernsprechtechnik in ihrer Entwicklung. Von Telegrapheninspektor Helmut Brick. Mit 58 Abb. im Text. („Aus Natur und Geisteswelt.") Sammlung wissenschaftlich-gemeinverständlicher Darstellungen aus allen Gebieten des Wissens. 235. Band.) Verlag von B. G. Teubner in Leipzig. 8. 1908.

Geh. M. 1.—, in Leinw. geb. M. 1.25.

Die Wichtigkeit und Unentbehrlichkeit des Telegraphen und des Fernsprechers für unser ganzes modernes Verkehrsleben ist noch ständig im Wachsen begriffen. Wir bedienen uns ihrer täglich, und trotzdem werden die Wenigsten von der Wirkungsweise der hierzu benutzten Apparate und der Entwicklung der Technik bis zu ihrer jetzigen Vervollkommnung ein klares Bild haben. Ein solches in anziehender Form jedem zu vermitteln, ohne irgendwelche besonderen Vorkenntnisse vorauszusetzen oder durch spezielle Details zu ermüden, ist der Zweck des vorliegenden Büchleins.

E.

(Eingesandt 24. November 1908.)

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Band 2. **Heft 3.**

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

sowie des Gesamtgebietes der elektromagnetischen Schwingungen.

Unter Mitarbeit

von

Prof. **M. Abraham** (Göttingen), Chefingenieur Graf **v. Arco** (Berlin), Prof. **A. Blondel** (Paris), Prof. **Ferdinand Braun** (Straßburg), Prof. **J. A. Fleming** (London), Dr. **Lee de Forest** (New York), Prof. **Josef von Geitler** (Czernowitz), Prof. **Leo Graetz** (München), Ingenieur **W. Hahnemann** (Berlin), Postrat **O. Jentsch** (Erfurt), Privatdozent **L. Mandelstam** (Straßburg), Dr. **Guglielmo Marconi** (London), Dr. **Eugen Nesper** (Berlin), Ingenieur **Valdemar Poulsen** (Kopenhagen), Dr. phil. **Heinrich Freiherr Rausch v. Traubenberg** (Berlin), Prof. **Augusto Righi** (Bologna), Ingenieur Dr. **J. S. Sachs** (Frankfurt a. M.), Prof. **Adolf Slaby** (Berlin), Prof. **C. Tissot** (Brest), Prof. **Max Wien** (Danzig)

und unter besonderer Mitwirkung

von

Dr. Jonathan Zenneck,
ord. Professor der Physik an der Technischen Hochschule zu Braunschweig

herausgegeben

von

Dr. Gustav Eichhorn
(ehemal. Leiter der Ostseeversuchsstationen von Prof. Braun-Siemens & Halske)
in Zürich V, Dufourstr. 1.



LEIPZIG
VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH
1909.

Die Ausgabe erfolgt in Heften, die einzeln nicht käuflich sind. 6 Hefte bilden einen Band. Preis des Bandes ℳ 20.—, nach dem Auslande ℳ 21.60. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an.

Ausgegeben im Februar 1909.

Inhalt.

Manuskripte für das Jahrbuch sind an die Redaktion: Dr. G. Eichhorn in Zürich V, Dufourstraße 1, zu senden. Zur Erleichterung der Berichterstattung wird um Zusendung einschlägiger Sonderabdrücke und Mitteilung wichtiger Arbeiten für das Literaturverzeichnis gebeten.

---

(52) $$\xi_\sigma = \frac{a_1(1-\eta)}{a_2\eta - a_2'}.$$

Diese Gleichung (52) kann zur Beurteilung der Asymmetrie dienen. Anschaulicher wird aber die relative Asymmetrie, welche durch den Quotient der Differenz der Abszissen zur Breite (σ) der Kurve, d. h. zum Ausdrucke:

(53) $$\sigma = \xi_1 - \xi_2$$

definiert sei.

Aus den Gleichungen (50) und (51) geht hervor:

(54) $$\sigma = \frac{a_1(1-\eta)}{a_2\eta - a_2'}\sqrt{1 + \frac{4(a_2\eta - a_2')}{1-\eta}}.$$

Der früher erwähnte Quotient ist:

(55) $$\frac{2\xi_\sigma}{\sigma} = \frac{1}{\sqrt{1 + 4a_2\frac{\eta}{1-\eta}\left(1 - \frac{a_2'}{a_2}\frac{1}{\eta}\right)}}.$$

Die Gleichung (51) läßt sich in der Form schreiben:

(56) $$-\xi_1\xi_2 = \frac{1}{a_2\frac{\eta}{1-\eta}\left(1 - \frac{a_2'}{a_2}\frac{1}{\eta}\right)}.$$

Aus dieser Gleichung resultiert:

(57) $$\sqrt{\frac{1}{a_2}} = \sqrt{-\xi_1\xi_2}\sqrt{\frac{\eta}{1-\eta}}\sqrt{1 - \frac{a_2'}{a_2}\frac{1}{\eta}}.$$

Da es bei der experimentellen Ermittlung der Resonanzkurve nicht möglich ist, die Abszisse des Gipfels der Kurve mit einer derartigen Genauigkeit zu ermitteln, wie sich die Breite desselben bestimmen läßt, würde dieser Ausdruck (infolge der ungenau abgelesenen Werte ξ_1, ξ_2) fehlerhafte Resultate geben und es empfiehlt sich daher, in dem genannten Ausdruck an Stelle des Produktes $\xi_1\xi_2$ die Breite σ einzuführen.

Durch Dividieren der Gleichungen (50) und (51) geht hervor:

(58) $$\xi_1 + \xi_2 = a_1\xi_1\xi_2.$$

Setzt man diesen Ausdruck in die Identität

$$4\xi_1\xi_2 = (\xi_1 + \xi_2)^2 - (\xi_1 - \xi_2)^2$$

ein, dann bekommt man mit Berücksichtigung von Gleichung (50):

$$(59)\qquad \xi_1\,\xi_2 = -\left(\frac{\sigma}{2}\right)^2 \frac{2}{1+\sqrt{1+a_1^{\,2}\left(\frac{\sigma}{2}\right)^2}}\,.$$

Mit Hilfe dieser Relation verwandelt sich der Ausdruck der Gleichung (57) in:

$$(60)\qquad \sqrt{\frac{1}{a_2}} = \frac{\sigma}{2}\sqrt{\frac{\eta}{1-\eta}}\sqrt{\frac{2}{1+\sqrt{1+a_1^{\,2}\left(\frac{\sigma}{2}\right)^2}}}\sqrt{1-\frac{a_2'}{a_2}\,\frac{1}{\eta}}\,.$$

Aus diesem Ausdruck erhellt, daß die gebräuchliche Methode nur dann zulässig ist, wenn die beiden letzten Faktoren in den Grenzen der verlangten (eventuell möglichen) Genauigkeit gleich 1 sind. Ferner zeigt es sich, daß der durch die Bjerknessche Methode gefundene Wert recht kompliziert ist, und zwar ist dies der Ausdruck $\sqrt{\frac{1}{a_2}}$. Wir werden uns daher im folgenden mit dem Aufsuchen der Bedingungen beschäftigen, unter welchen die Bjerknessche Methode zulässig ist, und untersuchen, inwieweit sich mit Hilfe derselben innerhalb der zulässigen Fehlergrenzen der gefundene Ausdruck vereinfachen läßt.

Der Ausdruck für ξ_0^* in Gleichung (41) läßt sich in der Form schreiben:

$$(61)\qquad \xi_0^* = \frac{\dfrac{\dfrac{\alpha_1'}{\alpha_0'}-\dfrac{\alpha_1}{\alpha_0}}{\dfrac{\alpha_2}{\alpha_0}-\dfrac{\alpha_2'}{\alpha_0'}}}{1+\sqrt{1-\dfrac{\dfrac{\alpha_0}{\alpha_1}-\dfrac{\alpha_0'}{\alpha_1'}}{\dfrac{\alpha_2}{\alpha_0}-\dfrac{\alpha_2'}{\alpha_0'}}\cdot\dfrac{\dfrac{\alpha_1}{\alpha_2}-\dfrac{\alpha_1'}{\alpha_2'}}{\dfrac{\alpha_0'}{\alpha_2'}-\dfrac{\alpha_0}{\alpha_2}}}}\,.$$

Ist nun

$$(62)^{1)}\qquad \left[\frac{\alpha_2}{\alpha_0}\right] > \left[\frac{\alpha_2'}{\alpha_0'}\right],$$

dann wird:

---

1) Größer (>) bedeutet hier und in allen übrigen Fällen, daß die kleinere Größe gegen die größere in zulässigen Fehlergrenzen vernachlässigt werden kann.

$$(63) \qquad \xi_0^* = \frac{-\frac{\alpha_0}{\alpha_2}\left(\frac{\alpha_1}{\alpha_0'} - \frac{\alpha_1'}{\alpha_0'}\right)\left(1 - \frac{\alpha_2'}{\alpha_0'}\frac{\alpha_0}{\alpha_2}\right)}{1 + \sqrt{1 - \left(1 - \frac{\alpha_1'}{\alpha_0'}\frac{\alpha_0}{\alpha_1} - \frac{\alpha_2'}{\alpha_1'}\frac{\alpha_1}{\alpha_2} + \frac{\alpha_2'}{\alpha_0'}\frac{\alpha_0}{\alpha_2}\right)\frac{\alpha_0}{\alpha_2}}}.$$

Sind ferner noch die Bedingungen erfüllt:

$$(64) \qquad \left[\left(1 - \frac{\alpha_1'}{\alpha_0'}\frac{\alpha_0}{\alpha_1}\right)\frac{\alpha_0}{\alpha_2}\right] < 1, \quad \left[\frac{\alpha_2'}{\alpha_1'}\frac{\alpha_1}{\alpha_2}\right] < 1, \quad \left[\frac{\alpha_2'}{\alpha_0'}\frac{\alpha_0}{\alpha_2}\right] < 1,$$

dann erhält der Ausdruck für ξ^* die Form:

$$(65) \qquad \xi_0^* = -\frac{1}{2}\frac{\alpha_0}{\alpha_2}\left(\frac{\alpha_1}{\alpha_0} - \frac{\alpha_1'}{\alpha_0'}\right) \left(1 + \frac{1}{4}\left[1 - \frac{\alpha_1'}{\alpha_0'}\frac{\alpha_0}{\alpha_1} + 4\frac{\alpha_2'}{\alpha_0'}\right]\frac{\alpha_0}{\alpha_2}\right)$$

oder

$$(66) \qquad \xi_0^* = -\frac{1}{2}\left(\frac{\alpha_1}{\alpha_0} - \frac{\alpha_1'}{\alpha_0'}\right)\frac{\alpha_0}{\alpha_2},$$

mit dem prozentuellen Fehler

$$\frac{1}{4}\left[1 - \frac{\alpha_1'}{\alpha_0'}\frac{\alpha_0}{\alpha_1} + 4\frac{\alpha_2'}{\alpha_0'}\right]\frac{\alpha_0}{\alpha_2}.$$

Durch Einführung des Wertes der Gleichung (66) in

$$(67) \qquad \frac{1}{a_2} = \frac{\alpha_0}{\alpha_2} + \frac{\alpha_1}{\alpha_2}\xi_0^* + \xi_0^{*2},$$

erhält man:

$$(68) \qquad \frac{1}{a_2} = \frac{\alpha_0}{\alpha_2}\left\{1 - \frac{1}{4}\left[\left(\frac{\alpha_1}{\alpha_0}\right)^2 - \left(\frac{\alpha_1'}{\alpha_0'}\right)^2\right]\frac{\alpha_0}{\alpha_2}\right\}.$$

Ist nun

$$(69) \qquad \frac{1}{4}\left[\left(\frac{\alpha_1}{\alpha_0}\right)^2 - \left(\frac{\alpha_1'}{\alpha_0'}\right)^2\right]\frac{\alpha_0}{\alpha_2} < 1,$$

dann wird

$$(70) \qquad \frac{1}{a_2} = \frac{\alpha_0}{\alpha_2},$$

mit dem prozentuellen Fehler

$$-\frac{1}{4}\left[\left(\frac{\alpha_1}{\alpha_0}\right)^2 - \left(\frac{\alpha_1'}{\alpha_0'}\right)^2\right]\frac{\alpha_0}{\alpha_2}.$$

Führt man den Wert der Gleichung (66) in

(71) $$\frac{1}{a_2'} = \frac{\alpha_0'}{\alpha_2'} + \frac{\alpha_1'}{\alpha_2'}\xi_0^* + \xi_0^{*2}$$

ein, so erhält man:

(72) $$\frac{1}{a_2'} = \frac{\alpha_0'}{\alpha_2'}\left[1 - \frac{1}{2}\left(\frac{\alpha_1}{\alpha_0} - \frac{\alpha_1'}{\alpha_0'}\right)\frac{\alpha_1'}{\alpha_0'}\frac{\alpha_0}{\alpha_2}\right].$$

Ist nun

(73) $$\left[\frac{1}{2}\left(\frac{\alpha_1}{\alpha_0} - \frac{\alpha_1'}{\alpha_0'}\right)\frac{\alpha_1'}{\alpha_0'}\frac{\alpha_0}{\alpha_2}\right] < 1,$$

dann

(74) $$\frac{1}{a_2'} = \frac{\alpha_0'}{\alpha_2'},$$
mit dem prozentuellen Fehler
$$-\frac{1}{2}\left(\frac{\alpha_1}{\alpha_0} - \frac{\alpha_1'}{\alpha_0'}\right)\frac{\alpha_1'}{\alpha_0'}\frac{\alpha_0}{\alpha_2}.$$

Aus den Ausdrücken der Gleichungen (68) und (72) resultiert:

(75) $$\frac{a_2'}{a_2} = \frac{\alpha_2'}{\alpha_0'}\frac{\alpha_0}{\alpha_2}\left[1 - \frac{1}{4}\left(\frac{\alpha_1}{\alpha_0} - \frac{\alpha_1'}{\alpha_0'}\right)\frac{\alpha_0}{\alpha_2}\right].$$

Oder

(76) $$\frac{a_2'}{a_2} = \frac{\alpha_2'}{\alpha_0'}\frac{\alpha_0}{\alpha_2}$$
mit dem prozentuellen Fehler
$$-\frac{1}{4}\left(\frac{\alpha_1}{\alpha_0} - \frac{\alpha_1'}{\alpha_0'}\right)\frac{\alpha_0}{\alpha_2}.$$

Durch Einführung der Werte der Gleichungen (65) und (68) in

(77) $$a_1 = a_2\left(2\xi_0^* + \frac{\alpha_1}{\alpha_2}\right)$$

resultiert:

(78) $$a_1 = \frac{\alpha_1'}{\alpha_0'} - \frac{1}{4}\left(\frac{\alpha_1}{\alpha_0} - \frac{\alpha_1'}{\alpha_0'}\right) - \frac{1}{4}\left(\frac{\alpha_1}{\alpha_0} - \frac{\alpha_1'}{\alpha_0'}\right)\left[4\frac{\alpha_2'}{\alpha_0'} - \frac{\alpha_1'}{\alpha_0'}\left(\frac{\alpha_1'}{\alpha_0'} + \right.\right.$$
$$\left.\left. + \frac{\alpha_1}{\alpha_0} + \frac{\alpha_0}{\alpha_1}\right)\right]\frac{\alpha_0}{\alpha_2}.$$

Ist nun

(79) $$\left|\frac{1}{4}\left(\frac{\alpha_1}{\alpha_0} - \frac{\alpha_1'}{\alpha_0'}\right)\left[4\frac{\alpha_2'}{\alpha_0'} - \frac{\alpha_1'}{\alpha_0'}\left(\frac{\alpha_1'}{\alpha_0'} + \frac{\alpha_1}{\alpha_0} + \frac{\alpha_0}{\alpha_1}\right)\right]\frac{\alpha_0}{\alpha_2}\right| < 1,$$

dann wird

$$(80)\begin{cases} a_1 = \frac{\alpha_1'}{\alpha_0'} - \frac{1}{4}\left(\frac{\alpha_1}{\alpha_0} - \frac{\alpha_1'}{\alpha_0'}\right) \\ \text{mit dem Fehler} \\ -\frac{1}{4}\left(\frac{\alpha_1}{\alpha_0} - \frac{\alpha_1'}{\alpha_0'}\right)\left[4\frac{\alpha_2'}{\alpha_0'} - \frac{\alpha_1'}{\alpha_0'}\left(\frac{\alpha_1'}{\alpha_0'} + \frac{\alpha_1}{\alpha_0} + \frac{\alpha_0}{\alpha_1}\right)\right]. \end{cases}$$

Aus den Gleichungen (48) und (75) resultiert für das Maximum des Effektes:

$$(81)\qquad E_{\max} = K\frac{\alpha_0'}{\alpha_0}\left[1 + \frac{1}{4}\left(\frac{\alpha_1}{\alpha_0} - \frac{\alpha_1'}{\alpha_0'}\right)\frac{\alpha_0}{\alpha_2}\right]$$

oder

$$(82)\begin{cases} E_{\max} = K\frac{\alpha_0'}{\alpha_0} \\ \text{mit dem prozentuellen Fehler} \\ +\frac{1}{4}\left(\frac{\alpha_1}{\alpha_0} - \frac{\alpha_1'}{\alpha_0'}\right)\frac{\alpha_0}{\alpha_2}. \end{cases}$$

Führt man in die Gleichung (60) die zugehörigen Werte aus den Gleichungen (68), (76) und (80) an, so resultiert:

$$(83)\qquad \sqrt{\frac{\alpha_0}{\alpha_2}} = \frac{\sigma}{2}\sqrt{\frac{\eta}{1-\eta}}\left\{1 - \frac{1}{2}\frac{\alpha_2'}{\alpha_0'}\frac{\alpha_0}{\alpha_2}\frac{1}{\eta} - \frac{1}{2}\left[\frac{\alpha_1'}{\alpha_0'} - \frac{1}{4}\left(\frac{\alpha_1}{\alpha_0} - \frac{\alpha_1'}{\alpha_0'}\right)\right]^2\left(\frac{\sigma}{2}\right)^2 + \frac{1}{2}\left[\left(\frac{\alpha_1}{\alpha_0}\right)^2 - \left(\frac{\alpha_1'}{\alpha_0'}\right)^2\right]\frac{\alpha_0}{\alpha_2}\right\}.$$

Durch Einführung des aus dieser Gleichung nach Unterdrückung der Korrektion fließenden Ausdruckes

$$(84)\qquad \left(\frac{\sigma}{2}\right)^2 = \frac{\alpha_0}{\alpha_2}\frac{1-\eta}{\eta}$$

wird

$$(85)\begin{cases} \sqrt{\frac{\alpha_0}{\alpha_2}} = \frac{\sigma}{2}\sqrt{\frac{\eta}{1-\eta}}\left\{1 + \frac{1}{2}\left[\left(\frac{\alpha_1}{\alpha_0}\right)^2 + \frac{1}{16}\left(\frac{\alpha_1}{\alpha_0} - \frac{\alpha_1'}{\alpha_0'}\right)\right.\right. \\ \left(\frac{\alpha_1}{\alpha_0} + 7\frac{\alpha_1'}{\alpha_0'}\right) - \left\{\frac{\alpha_2'}{\alpha_0'} + \left(\frac{\alpha_1'}{\alpha_0'}\right)^2 - \frac{1}{16}\left(\frac{\alpha_1}{\alpha_0} - \frac{\alpha_1'}{\alpha_0'}\right)\right. \\ \left.\left.\left.\left(\frac{\alpha_1}{\alpha_0} + 7\frac{\alpha_1'}{\alpha_0'}\right)\right\}\frac{1}{\eta}\right]\frac{\alpha_0}{\alpha_2}\right\} \end{cases}$$

oder

$$
(86)\left\{\begin{array}{l}
\sqrt{\dfrac{\alpha_0}{\alpha_2}} = \dfrac{\sigma}{2}\sqrt{\dfrac{\eta}{1-\eta}} \\
\text{mit dem prozentuellen Fehler:} \\
\dfrac{1}{2}\left[\left(\dfrac{\alpha_1}{\alpha_0}\right)^2 + \dfrac{1}{16}\left(\dfrac{\alpha_1}{\alpha_0} - \dfrac{\alpha_1'}{\alpha_0'}\right)\left(\dfrac{\alpha_1}{\alpha_0} + 7\dfrac{\alpha_1'}{\alpha_0'}\right)\right. \\
\left. -\left\{\dfrac{\alpha_2'}{\alpha_0'} + \left(\dfrac{\alpha_1'}{\alpha_0'}\right)^2 - \dfrac{1}{16}\left(\dfrac{\alpha_1}{\alpha_0} - \dfrac{\alpha_1'}{\alpha_0'}\right)\left(\dfrac{\alpha_1}{\alpha_0} + 7\dfrac{\alpha_1'}{\alpha_0'}\right)\right\}\dfrac{1}{\eta}\right]\dfrac{\alpha_0}{\alpha_2}.
\end{array}\right.
$$

Für die relative Asymmetrie der Kurve ergibt sich aus den Gleichungen (55), (68) und (75):

$$
(87)\quad \frac{2\xi_\sigma}{\sigma} = \sqrt{\frac{\alpha_0}{\alpha_2}\frac{1-\eta}{\eta}}\left\{1 - \frac{1}{2}\left(\frac{1-\eta}{\eta} - \frac{\alpha_2'}{\alpha_0'} + \frac{1}{4}\left[\left(\frac{\alpha_1}{\alpha_0}\right)^2 - \left(\frac{\alpha_1'}{\alpha_0'}\right)^2\right]\right)\frac{\alpha_0}{\alpha_2}\right\}
$$

oder

$$
(88)\left\{\begin{array}{l}
\dfrac{2\xi_\sigma}{\sigma} = \sqrt{\dfrac{\alpha_0}{\alpha_2}\dfrac{1-\eta}{\eta}} \\
\text{mit dem prozentuellen Fehler} \\
-\dfrac{1}{2}\left(\dfrac{1-\eta}{\eta} - \dfrac{\alpha_2'}{\alpha_0'} + \dfrac{1}{4}\left[\left(\dfrac{\alpha_1}{\alpha_0}\right)^2 - \left(\dfrac{\alpha_1'}{\alpha_0'}\right)^2\right]\right)\dfrac{\alpha_0}{\alpha_2}
\end{array}\right.
$$

oder durch Vereinigung der Gleichungen (88) und (86):

$$
(89)\left\{\begin{array}{l}
\xi_\sigma = \left(\dfrac{\sigma}{2}\right)^2 \\
\text{mit dem prozentuellen Fehler:} \\
-\dfrac{1}{2}\left[\left\{1 + \dfrac{\alpha_2'}{\alpha_0'} + \left(\dfrac{\alpha_1'}{\alpha_0'}\right)^2\right\}\dfrac{1-\eta}{\eta} - \dfrac{3}{4}\left[\left(\dfrac{\alpha_1}{\alpha_0}\right)^2\left[-\left(\dfrac{\alpha_1'}{\alpha_0'}\right)^2\right]\dfrac{\alpha_0}{\alpha_2}.\right.\right.
\end{array}\right.
$$

Berücksichtigt man die gemachten Voraussetzungen der Gleichungen (62), 69), (78) und (79), so erhellt, daß dieselben erfüllt sind, wenn die Bedingungen gelten:

$$
(90)\left\{\begin{array}{l}
\dfrac{\alpha_0}{\alpha_2} < \dfrac{\alpha_0'}{\alpha_2'},\ \dfrac{\alpha_0'}{\alpha_1'},\ \left(\dfrac{\alpha_0'}{\alpha_1'}\right)^2,\ \left(\dfrac{\alpha_0'}{\alpha_1'}\right)^3,\ \dfrac{\alpha_0'}{\alpha_1'},\ \dfrac{\alpha_1}{\alpha_0},\ \left(\dfrac{\alpha_0'}{\alpha_1'}\right)^2\dfrac{\alpha_1}{\alpha_0} \\
\dfrac{\alpha_1}{\alpha_2} < \dfrac{\alpha_0'}{\alpha_2'},\ \dfrac{\alpha_1'}{\alpha_2'},\ \dfrac{\alpha_0'}{\alpha_1'},\ \left(\dfrac{\alpha_0'}{\alpha_1'}\right)^2,\ \dfrac{\alpha_0}{\alpha_1},\ \dfrac{\alpha_0'}{\alpha_1'},\ \dfrac{\alpha_0}{\alpha_1}.
\end{array}\right.
$$

Faßt man die Resultate zusammen, ergibt sich folgende **allgemeine Regel**:

Ist der Effekt durch die Gleichung gegeben:

$$E = K \frac{\alpha_2' \xi^{*2} + \alpha_1' \xi^* + \alpha_0'}{\alpha_2 \xi^{*2} + \alpha_1 \xi^* + \alpha_0} \tag{91}$$

und sind die Bedingungen erfüllt:

$$\left\{\begin{aligned} &\frac{\alpha_0}{\alpha_2} < \frac{\alpha_0'}{\alpha_2'},\ \frac{\alpha_0'}{\alpha_1'},\ \left(\frac{\alpha_0}{\alpha_1'}\right)^2,\ \left(\frac{\alpha_0'}{\alpha_1'}\right)^3,\ \frac{\alpha_0'}{\alpha_1'},\ \frac{\alpha_1}{\alpha_0};\ \left(\frac{\alpha_0'}{\alpha_1'}\right)^2 \frac{\alpha_1}{\alpha_0} \\ &\frac{\alpha_1}{\alpha_2} < \frac{\alpha_0'}{\alpha_2'},\ \frac{\alpha_1'}{\alpha_2'},\ \frac{\alpha_0'}{\alpha_1'},\ \left(\frac{\alpha_0'}{\alpha_1'}\right)^2,\ \frac{\alpha_0}{\alpha_1},\ \frac{\alpha_0'}{\alpha_1'},\ \frac{\alpha_0}{\alpha_1}. \end{aligned}\right. \tag{92}$$

1. Das Maximum des Effektes entsteht für:

$$\left\{\begin{aligned} &\xi_0^* = -\frac{1}{2}\left(\frac{\alpha_1}{\alpha_0} - \frac{\alpha_1'}{\alpha_0'}\right)\frac{\alpha_0}{\alpha_2} \\ &\text{mit dem prozentuellen Fehler:} \\ &\frac{1}{4}\left(1 - \frac{\alpha_1'}{\alpha_0'}\frac{\alpha_0}{\alpha_1} - 4\frac{\alpha_2'}{\alpha_0'}\right)\frac{\alpha_0}{\alpha_2}. \end{aligned}\right. \tag{93}$$

2. Die Größe des Maximums ist:

$$\left\{\begin{aligned} &E_{\max} = K\frac{\alpha_0'}{\alpha_0} \\ &\text{mit dem prozentuellen Fehler:} \\ &\frac{1}{4}\left(\frac{\alpha_1}{\alpha_0} - \frac{\alpha_1'}{\alpha_0'}\right)^2 \frac{\alpha_0}{\alpha_2}. \end{aligned}\right. \tag{94}$$

3. Aus der Resonanzkurve ergibt sich:

$$\left\{\begin{aligned} &\sqrt{\frac{\alpha_0}{\alpha_2}} = \frac{\sigma}{2}\sqrt{\frac{\eta}{1-\eta}} \\ &\text{mit dem prozentuellen Fehler:} \\ &\frac{1}{2}\left[\left(\frac{\alpha_1}{\alpha_0}\right)^2 + \frac{1}{16}\left(\frac{\alpha_1}{\alpha_0} - \frac{\alpha_1'}{\alpha_0'}\right)\left(\frac{\alpha_1}{\alpha_0} + 7\frac{\alpha_1'}{\alpha_0'}\right)\right. \\ &\left. - \left\{\frac{\alpha_2'}{\alpha_0'} + \left(\frac{\alpha_1'}{\alpha_0'}\right)^2 - \frac{1}{16}\left(\frac{\alpha_1}{\alpha_0} - \frac{\alpha_1'}{\alpha_0'}\right)\left(\frac{\alpha_1}{\alpha_0} + 7\frac{\alpha_1'}{\alpha_0'}\right)\right\}\frac{1}{\eta}\right]\frac{\alpha_0}{\alpha_2}. \end{aligned}\right. \tag{95}$$

4. Die relative Asymmetrie ist durch den Ausdruck:

$$\left\{\begin{aligned} &\xi_\sigma = \left(\frac{\sigma}{2}\right)^2 \\ &\text{gegeben mit dem prozentuellen Fehler:} \\ &-\frac{1}{2}\left[\left\{1 + \frac{\alpha_2'}{\alpha_0'} + \left(\frac{\alpha_1'}{\alpha_0'}\right)^2\right\}\frac{1-\eta}{\eta} - \frac{3}{4}\left\{\left(\frac{\alpha_1}{\alpha_0}\right) - \left(\frac{\alpha_1'}{\alpha_0'}\right)^2\right\}\right]\frac{\alpha_0}{\alpha_2}. \end{aligned}\right. \tag{96}$$

In unserem speziellen Falle ist nach den Gleichungen (36), (37), und (38):

Für den Stromeffekt im Sekundärkreise:

$$(97)\begin{cases} \alpha_2' = 0 \\ \alpha_1' = -\vartheta_1 \\ \alpha_0' = \vartheta_1 + \vartheta_2 \end{cases}$$

Für den Stromeffekt im Thermoelementkreise:

$$(98)\begin{cases} \alpha_2' = \vartheta_1 \\ \alpha_1' = -2\vartheta_1(1 + 2\vartheta_1\vartheta_2) \\ \alpha_0' = (\vartheta_1 + \vartheta_2)(1 + 4\vartheta_1\vartheta_2) \end{cases}$$

Für den Potentialeffekt im Sekundärkreise:

$$(99)\begin{cases} \alpha_2' = \vartheta_1 - \vartheta_2 \\ \alpha_1' = -2\vartheta_1 \\ \alpha_0' = \vartheta_1 + \vartheta_2 \end{cases}$$

Für alle Effekte gemeinsam:

$$(100)\begin{cases} \alpha_2 = 1 + \dfrac{k^2}{\vartheta_1\vartheta_2}\vartheta_1^2 \\ \alpha_1 = -2(\vartheta_1 + \vartheta_2)\vartheta_1\left(2 + \dfrac{k^2}{\vartheta_1\vartheta_2}\right) \\ \alpha_0 = (\vartheta_1 + \vartheta_2)^2\left(4 + \dfrac{k^2}{\vartheta_1\vartheta_2}\right) \end{cases}$$

Wendet man auf diese Fälle obige Regel an, so zeigt sich, daß alle Bedingungen der Gleichung (92) für alle diese Fälle erfüllt sind, sofern

$$(101)\begin{cases} (\vartheta_1 + \vartheta_2)^2 < 1 \\ (\vartheta_1 + \vartheta_2)^2\dfrac{k^2}{\vartheta_1\vartheta_2} < 1 \end{cases}$$

Auf Grund dieser Einschränkung ergibt sich für den Stromeffekt im Sekundärkreise:

Das Maximum des Effekts entsteht für:

$$(102)\begin{cases} \xi_0^* = \dfrac{1}{2}\vartheta_1(\vartheta_1 + \vartheta_2)\dfrac{k^2}{\vartheta_1\vartheta_2} \\ \text{mit dem prozentuellen Fehler:} \end{cases}$$

$$(102)\quad \frac{1}{4}\,\frac{(\vartheta_1+\vartheta_2)^2}{4+2\frac{k^2}{\vartheta_1\vartheta_2}}\,\frac{k^2}{\vartheta_1\vartheta_2}\left\{4\left[1-4\left(\frac{\vartheta_1}{\vartheta_1+\vartheta_2}\right)^2\right]+\right. \\ \left.+\left[1-8\left(\frac{\vartheta_1}{\vartheta_1+\vartheta_2}\right)^2\right]\frac{k^2}{\vartheta_1\vartheta_2}\right\}.$$

Das Maximum ist:

$$(103)\quad \psi(2,2)_{\max} = \frac{L_{21}{}^2 C_1{}^2 F^2 \sqrt{b_1}}{4\vartheta_1\vartheta_2 L_{22}{}^2}\,\frac{1}{\left(\vartheta_1+\vartheta_2\right)\left(4+\frac{k^2}{\vartheta_1\vartheta_2}\right)}$$

mit dem prozentuellen Fehler:

$$\frac{1}{4}\vartheta_1{}^2\frac{k^2}{\vartheta_1\vartheta_2}\left(4+\frac{k^2}{\vartheta_1\vartheta_2}\right).$$

Aus der Resonanzkurve findet man:

$$(104)\quad (\vartheta_1+\vartheta_2)\sqrt{4+\frac{k^2}{\vartheta_1\vartheta_2}} = \frac{\sigma}{2}\sqrt{\frac{\eta}{1-\eta}}$$

mit dem prozentuellen Fehler:

$$-\frac{1}{2}\cdot\frac{\vartheta_1{}^2}{4+\frac{2k^2}{\vartheta_1\vartheta_2}}\left\{\left[2+3\frac{k^2}{\vartheta_1\vartheta_2}+\left(\frac{k^2}{\vartheta_1\vartheta_2}\right)^2\right]+\right. \\ \left.+\left[18+9\frac{k^2}{\vartheta_1\vartheta_2}+\left(\frac{k^2}{\vartheta_1\vartheta_2}\right)^2\right]\frac{1}{\eta}\right\}.$$

Die relative Asymmetrie ist ausgedrückt durch:

$$(105)\quad \xi_\sigma = \left(\frac{\sigma}{2}\right)^2$$

mit dem prozentuellen Fehler

$$-\frac{1}{2}\,\frac{(\vartheta_1+\vartheta_2)^2}{4+\frac{k^2}{\vartheta_1\vartheta_2}}$$

$$\left[\left\{1+\left(\frac{\vartheta_1}{\vartheta_1+\vartheta_2}\right)^2\right\}\left\{4+\frac{k^2}{\vartheta_1\vartheta_2}\right\}\frac{1-\eta}{\eta}+\right. \\ \left.+3\left(\frac{\vartheta_1}{\vartheta_1+\vartheta_2}\right)^2\left(3+\frac{k^2}{\vartheta_1\vartheta_2}\right)\right].$$

Für den Stromeffekt im Thermoelementkreise:

Das Maximum entsteht für:

$$(106)\quad \left\{\begin{aligned} &\xi_0^* = -\vartheta_1(\vartheta_1+\vartheta_2) \\ &\text{mit dem prozentuellen Fehler:} \\ &-\frac{1}{4}\frac{(\vartheta_1+\vartheta_2)^2}{2+\dfrac{k^2}{\vartheta_1\vartheta_2}} \\ &\left\{8\left[3-4\left(\frac{\vartheta_1}{\vartheta_1+\vartheta_2}\right)^2\right]+2\left[5-8\frac{\vartheta_1}{\vartheta_1+\vartheta_2}\right]\frac{k^2}{\vartheta_1\vartheta_2}+\right. \\ &\left.+\left[1-8\frac{\vartheta_1}{\vartheta_1+\vartheta_2}+8\left(\frac{\vartheta_1}{\vartheta_1+\vartheta_2}\right)^2\right]\left(\frac{k^2}{\vartheta_1\vartheta_2}\right)^2\right\}. \end{aligned}\right.$$

Das Maximum ist durch den Ausdruck:

$$(107)\quad \left\{\begin{aligned} &X(2,2)_{\max}=\frac{A_{23}^2L_{21}^2C_1^2b_1\sqrt{b_1}}{(1-k^2)\varrho^2 4\vartheta_1\vartheta_2L_{22}^2}\cdot\frac{1}{(\vartheta_1+\vartheta_2)\left(4+\dfrac{k^2}{\vartheta_1\vartheta_2}\right)} \\ &\text{gegeben, mit dem prozentuellen Fehler:} \\ &\frac{\vartheta_1(\vartheta_1+\vartheta_2)}{4+\dfrac{k^2}{\vartheta_1\vartheta_2}}\left\{16-15\frac{\vartheta_1}{\vartheta_1+\vartheta_2}+\right. \\ &\left.+4\left(1-\frac{\vartheta_1}{\vartheta_1+\vartheta_2}\right)\frac{k^2}{\vartheta_1\vartheta_2}\right\}. \end{aligned}\right.$$

Aus der Resonanzkurve findet man:

$$(108)\quad \left\{\begin{aligned} &(\vartheta_1+\vartheta_2)\sqrt{4+\frac{k^2}{\vartheta_1\vartheta_2}}=\frac{\sigma}{2}\sqrt{\frac{\eta}{1-\eta}}, \\ &\text{mit dem prozentuellen Fehler:} \\ &-\frac{1}{16}\frac{\vartheta_1(\vartheta_1+\vartheta_2)}{4+\dfrac{k^2}{\vartheta_1\vartheta_2}}\left[\left(\frac{\vartheta_1}{\vartheta_1+\vartheta_2}\right)\left\{26-49\frac{k^2}{\vartheta_1\vartheta_2}-8\left(\frac{k^2}{\vartheta_1\vartheta_2}\right)^2\right\}+\right. \\ &+\left\{\left(16+132\frac{\vartheta_1}{\vartheta_1+\vartheta_2}\right)+\left(8+47\frac{\vartheta_1}{\vartheta_1+\vartheta_2}\right)\frac{k^2}{\vartheta_1\vartheta_2}+\right. \\ &\left.\left.+\left(1+\frac{4\vartheta_1}{\vartheta_1+\vartheta_2}\right)\left(\frac{k^2}{\vartheta_1\vartheta_2}\right)^2\right\}\frac{1}{\eta}\right]. \end{aligned}\right.$$

Die relative Asymmetrie ist durch:

$$(109)\quad \begin{cases} \xi_\sigma = \left(\frac{\sigma}{2}\right)^2 \\ \text{ausgedrückt, mit dem prozentuellen Fehler:} \\ -\frac{1}{2}\frac{(\vartheta_1+\vartheta_2)^2}{4+\frac{k^2}{\vartheta_1\vartheta_2}}\left[\left\{1+\frac{\vartheta_1}{\vartheta_1+\vartheta_2}+\right.\right. \\ \left.+4\left(\frac{\vartheta_1}{\vartheta_1+\vartheta_2}\right)^2\right\}\left(4+\frac{k^2}{\vartheta_1\vartheta_2}\right)^2\frac{1-\eta}{\eta}+ \\ \left.+\frac{3}{4}\left(\frac{\vartheta_1}{\vartheta_1+\vartheta_2}\right)^2\left\{60+28\frac{k^2}{\vartheta_1\vartheta_2}+3\left(\frac{k^2}{\vartheta_1\vartheta_2}\right)^2\right\}\right]. \end{cases}$$

Für den Potentialeffekt im Sekundärkreise:

Das Maximum des Effektes entsteht:

$$(110)\quad \begin{cases} \xi_0^* = -\frac{1}{2}\vartheta_1(\vartheta_1+\vartheta_2)\left(4+\frac{k^2}{\vartheta_1\vartheta_2}\right) \\ \text{mit dem prozentuellen Fehler:} \\ -\frac{1}{2}\frac{(\vartheta_1+\vartheta_2)^2}{2+\frac{k^2}{\vartheta_1\vartheta_2}}\left[4\left(7-8\frac{\vartheta_1}{\vartheta_1+\vartheta_2}\right)-\right. \\ \left\{9-24\frac{\vartheta_1}{\vartheta_1+\vartheta_2}-2\left(\frac{\vartheta_1}{\vartheta_1+\vartheta_2}\right)^2\right\}\frac{k^2}{\vartheta_1\vartheta_2}- \\ \left.-\left\{4-8\frac{\vartheta_1}{\vartheta_1+\vartheta_2}-\left(\frac{\vartheta_1}{\vartheta_1+\vartheta_2}\right)^2\right\}\left(\frac{k^2}{\vartheta_1\vartheta_2}\right)^2\right]. \end{cases}$$

Das Maximum des Effektes ist gegeben durch:

$$(111)\quad \begin{cases} \varphi(2,2)_{max} = \frac{L_{21}^2 C_1^2 F^2 b_1\sqrt{b^1}}{4\vartheta_2\vartheta_2}\,\frac{1}{(\vartheta_1+\vartheta_2)\left(4+\frac{k_2}{\vartheta_1\vartheta_2}\right)} \\ \text{mit dem prozentuellen Fehler:} \\ \frac{1}{4}\vartheta_1(\vartheta_1+\vartheta_2)\left(4+\frac{k^2}{\vartheta_1\vartheta_2}\right). \end{cases}$$

Aus der Resonanzkurve findet man:

$$(112)\quad \begin{cases} (\vartheta_1+\vartheta_2)\sqrt{4+\frac{k^2}{\vartheta_1\vartheta_2}} = \frac{\sigma}{2}\sqrt{\frac{\eta}{1-\eta}} \\ \text{mit dem prozentuellen Fehler:} \end{cases}$$

$$(112)\left\{\begin{aligned} & -\frac{1}{16}\frac{(\vartheta_1+\vartheta_2)^2}{4+\frac{k^2}{\vartheta_1\vartheta_2}}\left[\left(\frac{\vartheta_1}{\vartheta_1+\vartheta_2}\right)^2\left\{12+71\frac{k^2}{\vartheta_1\vartheta_2}+21\left(\frac{k^2}{\vartheta_1\vartheta_2}\right)^2\right\}+\right. \\ & \quad +\left\{\left[32-64\frac{\vartheta_1}{\vartheta_1+\vartheta_2}-141\left(\frac{\vartheta_1}{\vartheta_1+\vartheta_2}\right)^2\right]+\right. \\ & +\left.\left.\left[8-16\frac{\vartheta_1}{\vartheta_1+\vartheta_2}-35\left(\frac{\vartheta_1}{\vartheta_1+\vartheta_2}\right)^2\right]\frac{k^2}{\vartheta_1\vartheta_2}\right\}\left\{4+\frac{k^2}{\vartheta_1\vartheta_2}\right\}\frac{1}{\eta}\right].\end{aligned}\right.$$

Die relative Asymmetrie ist gegeben durch:

$$(113)\left\{\begin{aligned} & \xi_\sigma=\left(\frac{\sigma}{2}\right)^2 \\ & \text{mit dem prozentuellen Fehler:} \\ & -\frac{1}{2}\frac{\vartheta_1(\vartheta_1+\vartheta_2)}{4+\frac{k^2}{\vartheta_1\vartheta_2}}\left[2\left\{1+2\frac{\vartheta_1}{\vartheta_1+\vartheta_2}\right\}\left\{4+\frac{k^2}{\vartheta_1\vartheta_2}\right\}^2\frac{1-\eta}{\eta}+\right. \\ & \quad \left.+\frac{3}{4}\frac{\vartheta_1}{\vartheta_1+\vartheta_2}\left\{60+28\frac{k^2}{\vartheta_1\vartheta_2}+3\left(\frac{k^2}{\vartheta_1\vartheta_2}\right)^2\right\}\right].\end{aligned}\right.$$

Durch Vergleichung aller dieser Fälle untereinander ergibt sich, daß das Maximum des Effektes stets bei einer Verstimmung von der Größenordnung der vernachlässigten Größen entsteht, d. h. praktisch in allen Fällen für $b_2 = b_1$. Auch die Ausdrücke für die maximalen Werte (insofern wir die Abhängigkeit von der Dämpfung und dem Koppelungskoeffizienten ins Auge fassen) sind in allen Fällen gleich. In ähnlicher Weise sind auch die aus der Resonanzkurve berechneten Werte durch dieselben Ausdrücke gegeben und die relative Asymmetrie ist ebenfalls überall die gleiche. Der Wert der letzteren ist (insofern es sich um nicht zu flache Kurven handelt) ganz unbedeutend, so daß bei den praktischen Messungen sich diese Asymmetrie stets in den Beobachtungsfehlern und störenden Einflüssen verlieren wird. — Sofern man also die Fehler der einzelnen Ausdrücke (welche in verschiedenen Fällen verschieden sind) nicht berücksichtigt, erhellt es, daß alle Fälle gleiche Resultate ergeben, und daß es demnach vollends gleichgültig ist, welcher Effekt gemessen wurde. Die Rechnungsweise ist immer die gleiche, und die Resultate sollen daher (innerhalb der Fehlergrenzen) übereinstimmen.

Für die Beurteilung der prozentuellen Fehlergröße sei folgender spezieller Fall gewählt:

$$\vartheta_1 = 0{\cdot}02 \quad \vartheta_2 = 0{\cdot}002 \quad k = 0{\cdot}02$$

oder:

$$(\vartheta_1 + \vartheta_2)^2 = 0{\cdot}000484$$

$$(\vartheta_1 + \vartheta_2)^2 \frac{k^2}{\vartheta_1 \vartheta_2} = 0{\cdot}00484$$

$$\frac{k^2}{\vartheta_1 \vartheta_2} = 10.$$

Durch Einführung dieser Werte in die zugehörigen Ausdrücke resultiert:

Prozentueller Fehler	Für den Stromeffekt im Sekundärkreise	Für den Stromeffekt im Thermoelementkreise	Für den Potenzialeffekt im Sekundärkreise
°/₀ F. der Bedingung des Maximums	$-0{\cdot}0066$	$-0{\cdot}00014$	$-0{\cdot}0112$
°/₀ F. der Größe des Maximums	$-0{\cdot}0140$	$-0{\cdot}00016$	$-0{\cdot}00154$
der Größe, die aus der Resonanzkurve gefunden wird	-0.0019 $-0.003\frac{1}{\eta}$	$-0{\cdot}00227$ $-0{\cdot}00142\frac{1}{\eta}$	$-0{\cdot}000504$ $+0{\cdot}0090\frac{1}{\eta}$
der Gleichung für die relative Asymmetrie	$-0{\cdot}0040\frac{1-\eta}{\eta}$ $-0{\cdot}00556$	$-0{\cdot}0176\frac{1-\eta}{\eta}$ $-0{\cdot}0137$	$-0{\cdot}191\frac{1-\eta}{\eta}$ $-0{\cdot}0755$

Diese Tabelle zeigt, daß die Fehler im ganzen derselben Größenordnung sind wie die Größen $(\vartheta_1 + \vartheta_2)^2$ und $(\vartheta_1 + \vartheta_2)^2 \frac{k^2}{\vartheta_1 \vartheta_2}$.

Vergleichen wir die verschiedenen Effekte untereinander, so zeigt sich der Stromeffekt im Thermoelementkreise am vorteilhaftesten.

Der größte zulässige Koppelungskoeffizient ist gegeben durch die Bedingung, daß $(\vartheta_1 + \vartheta_2) \frac{k^2}{\vartheta_1 \vartheta_2}$ gegen 1 klein sein muß; berücksichtigen wir auch dle zweite Bedingung, daß $(\vartheta_1 + \vartheta_2)^2$ gegen 1 klein ist, kann $\frac{k^2}{\vartheta_1 \vartheta_2}$ der Größenordnung 1 sein (falls man keine große Verschiedenheit zwischen ϑ_1 und ϑ_2 annimmt) und daher muß k^2 allgemein unbedeutend gegen 1 sein (d. h. unter 1 °/₀ und daher k von der Größenordnung $\frac{1}{10}$ der Einheit). Es ist somit die Grenze für k ziemlich niedrig.

Es wäre daher vielleicht auch wünschenswert, eine Methode zu kennen, mit Hilfe deren sich die zugehörigen Größen aus der Resonanz-

kurve für noch größere Koeffizienten ermitteln ließen, d. h. für Koppelungskoeffizienten von einigen Zehnteln der Einheit, wie dieselbe in der drahtlosen Telegraphie benutzt werden. Diese Methode hätte aber dennoch keinen besonderen praktischen Wert; denn sobald k^2 beträchtlichere Beträge erreicht, ist die Energie des Sekundärkreises bereits nicht gering gegenüber der Energie des Primärkreises (wie aus der Gleichung (155) erhellt) und dazu noch von den Änderungen des Sekundärkreises abhängig. Hierdurch entstehen im Laufe der Messung Veränderungen im Primärkreise, welche auch Veränderungen des Funkenwiderstandes, wegen seiner Abhängigkeit von der Stromintensität und deren Verlauf im Gefolge haben können. Falls wir uns dann nur auf unbedeutende Verstimmungen beschränken (wodurch auch die Veränderungen im Primärkreis nur unbedeutend sind) erhalten wir nur einen geringen Teil einer nunmehr sehr flachen Kurve, so daß dieser nicht einmal zur groben Ermittlung der zugehörigen Größen dienen könnte.

Erwägt man weiter, daß in der drahtlosen Telegraphie eine derartige Anordnung gewählt wird, daß die Energie im Sekundärkreise am beträchtlichsten sei, so kann man infolge der bedeutenden Abhängigkeit des Funkenwiderstandes von der Kapazität [1]) und demnach auch von der Energie im Primärkreise die bei einem unbedeutenden Koeffizienten k erhaltenen Resultate nur als grobe Angaben des tatsächlichen Zustandes bei der drahtlosen Telegraphie betrachten.

Der einzige mögliche Weg, auf welchem sich die tatsächliche Dämpfung in diesem Falle ermitteln ließe, wo der größte Teil der ursprünglichen Energie im Sekundärkreise konsumiert wird, wäre der, die Dämpfung bei Unveränderlichkeit des eng gekoppelten Systems zu messen. Dazu wäre vielleicht ein sehr lose mit einem der früheren Kreise gekoppelter dritter veränderlicher Kreis geeignet [2]). Die Behandlung dieses Problems überschreitet aber den Rahmen vorliegender Arbeit und verlangt eine selbständige Bearbeitung, welche einer späteren Veröffentlichung vorbehalten sei.

III. Direkte Koppelung durch Kapazität.

Für diese Koppelung ist in die allgemeinen Gleichungen (1—28) einzusetzen:

(114) $$L_{12} = L_{21} = 0$$

1) G. Remp, Ann. d. Phys. 17, 627, 1905.
2) C. Fischer, Ann. d. Phys. 22, 265, 1907.

demnach:

(115) $$k_{12} = k_{21} = 0, \quad k^2 = k_{12} k_{21} = 0, \quad b = \infty,$$

aber:

(116) $$\begin{cases} k_{12} b = -\dfrac{C_2}{C_1} \dfrac{1}{C_{12} L_{11}}, \\ k_{21} b = -\dfrac{C_2}{C_1} \dfrac{1}{C_{12} L_{22}}, \\ k^2 b^2 = \dfrac{1}{C_{12}{}^2 L_{11} L_{22}}. \end{cases}$$

haben endliche Werte, wie aus deren Definition hervorgeht.

Durch Einsetzen dieser Werte in die Gleichungen (15), (16), (17) und (18) resultiert:

(117) $$\psi(1,1 = \frac{F^2}{(b_2 - k_{21}\, b)^2} \cdot$$
$$\cdot \frac{\delta_2\, b_1\, b_2{}^2 [(b_1 - b_2)^2 + 4(\delta_1 + \delta_2)(\delta_1\, b_2 + \delta_2\, b_1)] +}{4\,\delta_1\,\delta_2 \left[(b_1 - b_2)^2 + 4(\delta_1 + \delta_2)(\delta_1\, b_2 + \delta_2\, b_1) + (\delta_1 + \delta_2)^2 \dfrac{k^2 b^2}{\delta_1\,\delta_2}\right]}$$
$$\underline{+ k^2 b_2{}^2 b^2 [(\delta_1\, b_2 + \delta_2\, b_1) + (\delta_1 + \delta_2)\{(b_1 - b_2) - 4\,\delta_1\,\delta_2\}] -}$$
$$\underline{+ k^4 b^4 [(\,[(\delta_1\, b_2 + \delta_2\, b_1) + 4(\delta_1 + \delta_2)\,\delta_2{}^2]}$$

(118) $$\psi(2,2) = \frac{F^2 k_{21}{}^2 b^2}{(b_2 - k_{21}\, b)^2} \cdot$$
$$\cdot \frac{\delta_1\, b_2 [(b_1 - b_2)^2 + 4(\delta_1 + \delta_2)(\delta_1\, b_2 + \delta_2\, b_1)] +}{4\,\delta_1\,\delta_2 \left[(b_1 - b_2)^2 + 4(\delta_1 + \delta_2)(\delta_1\, b_2 + \delta_2\, b_1) + (\delta_1 + \delta_2)^2 \dfrac{k^2 b^2}{\delta_1\,\delta_2}\right]}$$
$$\underline{+ [(\delta_1\, b_2 + \delta_2\, b_1) + 4(\delta_1 + \delta_2)\,\delta_1{}^2]\, b_2{}^2 +}$$
$$\underline{+ k^2 b^2 [(\delta_1\, b_2 + \delta_2\, b_1) - (\delta_1 + \delta_2)\{(b_1 - b_2) - 4\,\delta_1\,\delta_2\}]}$$

(119) $$\psi(1,2) = \frac{F^2 k_{21}\, b}{(b_2 - k_{21}\, b)^2} \cdot$$
$$\cdot \frac{-\delta_2\, b_1\, b_2{}^2 [(b_1 - b_2) + 4(\delta_1 + \delta_2)\delta_1] + k^2 b_2\, b^2 [(\delta_1\, b_2 + \delta_2\, b_1) -}{4\,\delta_1\,\delta_2 \left[(b_1 - b_2)^2 + 4(\delta_1 + \delta_2)(\delta_1\, b_2 + \delta_2\, b_1) + (\delta_1 + \delta_2)^2 \dfrac{k^2 b^2}{\delta_1\,\delta_2}\right]}$$
$$\underline{- (\delta_2 + \delta_2)\{(b_1 - b_2) - 4\,\delta_1\,\delta_2\}] + k^4 b^4 (\delta_1 + \delta_2)}$$

Durch Einsetzen der Werte (118) und (119) in die Gleichung (120) geht hervor:

$$(120)\quad \begin{cases} \chi(2{,}2) = \dfrac{F^2 k_{21}^{\ 2} b^2}{(b_2 - k_{21} b)^2} \cdot \\[2ex] \cdot \dfrac{\delta_1 b_2^{\ 2}[(b_1 - b_2)^2 + 4(\delta_1 + \delta_2)(\delta_1 b_2 + \delta_2 b_1)] +}{4\,\delta_1 \delta_2 \left[(b_1 - b_2)^2 + 4(\delta_1 + \delta_2)(\delta_2 b_2 + \delta_1 b_1) + (\delta_1 + \delta_2)^2 \dfrac{k^2 b^2}{\delta_1 \delta_2}\right]} \\[2ex] \underline{+ \delta_2 b_1 b_2^{\ 2}[(b_1 - b_2) + 4(\delta_1 + \delta_2)\delta_1] +} \\[1ex] \underline{+ b_2^{\ 3}[(\delta_1 b_2 + \delta_2 b_1) + 4(\delta_1 + \delta_2)\delta_1^{\ 2}] + k^4 b^4 (\delta_1 + \delta_2)} \end{cases}$$

Der Ausdruck für $\varphi(2{,}2)$ wird ziemlich kompliziert; da jedoch die Ermittlung des Potentialeffektes keine allzu große praktische Bedeutung hat, sei hier von der Berechnung desselben abgesehen.

Multipliziert man $\psi(2{,}2)$ mit $C_2^{\ 3}$ und $\chi(2{,}2)$ mit $\dfrac{\varDelta_{23}^{\ 2}}{\varrho_2} C_2^{\ 2}$ und führt man die Substitution:

$$\xi^* = 1 - \frac{b_2}{b_1}, \quad \vartheta_1 = \frac{\delta_1}{\sqrt{b_1}}, \quad \vartheta_2 = \frac{\delta_2}{\sqrt{b_2}}, \quad \frac{k^2 b^2}{b_1^{\ 2}} = l^2,$$

$$\lambda = \frac{1}{1 + \dfrac{C_{12}^{\ 2}}{C_{12}^{\ 2} - C_1^{\ 2}} l^2} = 1 + \mu$$

ein und berücksichtigt man, daß

$$\left(\frac{k_{21} b}{b_2 - k_{21} b}\right)^2 = \left(\frac{C_1}{C_2}\right)^2 \left(\frac{L_{11}}{L_{22}}\right)^2 \left(\frac{C_1 C_{12}}{C_{12}^{\ 2} - C_1^{\ 2}}\right)^2 \frac{\lambda^2}{(1 - \lambda \xi^*)^2}$$

ist, dann bekommt man aus den Gleichungen (118) und (120):

$$(121)\quad \begin{cases} \Psi(2{,}2) = \dfrac{C_1^{\ 2} F^2}{4\,\vartheta_1 \vartheta_2} \left(\dfrac{C_1 C_{12}}{C_{12}^{\ 2} - C_1^{\ 2}}\right)^2 \left(\dfrac{L_{11}}{L_{22}}\right)^2 \lambda^2 \sqrt{b_1} \dfrac{1}{(1 - \lambda \xi^*)^2} \\[2ex] \dfrac{-2\,\vartheta_1 \xi^{*3} + [4\,\vartheta_1 + \vartheta_2 + 8\,\vartheta_1^{\ 2}(\vartheta_1 + \vartheta_2)]\xi^{*2} -}{\xi^{*2} - 4\,\vartheta_1(\vartheta_1 + \vartheta_2)\xi^* + (\vartheta_1 + \vartheta_2)^2 \left(4 + \dfrac{l^2}{\vartheta_1 \vartheta_2}\right)} \\[2ex] \underline{-[3\vartheta_1 + 2\vartheta_2 + 4\vartheta_2(\vartheta_1 + \vartheta_2)(4\vartheta_1 + \vartheta_2) + l^2(2\vartheta_1 + \vartheta_2)]\xi^* +} \\[1ex] \underline{+(\vartheta_1 + \vartheta_2)[1 + 4\,\vartheta_1(2\,\vartheta_1 + \vartheta_2) + l^2(1 + 4\,\vartheta_1 \vartheta_2)]} \end{cases}$$

$$(122)\quad \begin{cases} X(2{,}2) = \\ = \dfrac{\varDelta_{23}^{\ 2}}{\varrho_2} \dfrac{C_1^{\ 2} F^2}{4\,\vartheta_1 \vartheta_2} \left(\dfrac{C_1 C_{12}}{C_{12}^{\ 2} - C_1^{\ 2}}\right)^2 \left(\dfrac{L_{11}}{L_{22}}\right)^2 \lambda^2 b_1 \sqrt{b_1} \dfrac{1}{(1 - \lambda \xi^*)^2} \\[2ex] \dfrac{2\,\vartheta_1 \xi^{*4} - 2[3\,\vartheta_1 + 4\,\vartheta_1^{\ 2}(\vartheta_1 + \vartheta_2)]\xi^{*3} +}{\xi^{*2} - 4\,\vartheta_1(\vartheta_1 + \vartheta_2)\xi^* + (\vartheta_1 + \vartheta_2)^2 \left(4 + \dfrac{l^2}{\vartheta_1 \vartheta_2}\right)} \end{cases}$$

$$(122)\quad \left\{ \begin{aligned} &\overline{+[11\vartheta_1+\vartheta_2+8\vartheta_1(3\vartheta_1+\vartheta_2)(\vartheta_1+\vartheta_2)]\xi^{*2}+} \\ &\overline{-2[2\vartheta_1+\vartheta_2+4\vartheta_1(3\vartheta_1+2\vartheta_2)(\vartheta_1+\vartheta_2)]\xi^{*}+} \\ &\overline{+(\vartheta_1+\vartheta_2)[1+8\vartheta_1(\vartheta_1+\vartheta_2)+l^4]} \end{aligned} \right.$$

Diese Ausdrücke sind etwas komplizierter als die analogen Gleichungen (36) und (37) für induktive Koppelung; um auch darauf die frühere Regel anwenden zu können, seien vorerst die Bedingungen bestimmt, unter welchen jene Regel auch im allgemeineren Falle zulässig ist, d. h. wenn der Effekt durch den folgenden Ausdruck gegeben ist:

$$(123)\qquad E = K \frac{f(\xi^*)}{\alpha_2\,\xi^{*2} + \alpha_1\,\xi^* + \xi_0},$$

wo $f(\xi^*)$ eine beliebige Funktion des Argumentes ξ^* ist. Entwickelt man dieselbe nach der Taylorschen Reihe, dann bekommt man:

$$(124)\qquad f(\xi^*) = f(0) + f'(0)\,\xi^* + \xi^{*2}\left[\frac{1}{2}f''(0) + \xi^* R(\xi^*)\right]$$

Setzt man:

$$(125)\quad \left\{ \begin{aligned} \alpha_0' &= f(0) \\ \alpha_1' &= f'(0) \\ \alpha_2' &= \frac{1}{2}f''(0) + \xi^* R(\xi^*) \end{aligned} \right.$$

dann wird der Ausdruck der Gleichung (123) identisch mit dem Ausdrucke der Gleichung (91), nur mit dem Unterschiede, daß im Falle der Gleichung (123) α_2' abhängig von ξ^* ist, und α_2' muß somit in dem ganzen benützten Intervalle den an dasselbe gestellten Bedingungen der Gleichung (92) genügen. Da aber α_2' nur in denjenigen Ausdrücken auftritt, welche die Fehlergrenzen bestimmen [wie aus Gleichungen (93) bis (96) ersichtlich ist] genügt die Kenntnis dessen Näherungswertes, und man kann setzen:

$$(126)\qquad \alpha_2' = \frac{1}{2}f''(0)$$

falls bewiesen wird, daß:

$$(127)\qquad \left|\frac{1}{2}f'(0)\right| > \xi^* R(\xi^*)$$

im ganzen benutzten Intervalle gilt, oder daß:

$$(128) \qquad \left| \frac{\xi^* R(\xi^*)}{\frac{1}{2} f''(0)} \right| < 1.$$

(Tatsächlich ist diese Grenze noch zu hoch, da der Ausdruck $R(\xi^*)$ höhere Werte nur bei der Bestimmung des Ausdruckes annimmt, welcher aus der Resonanzkurve bestimmt wird; in diesem Falle heben sich aber wieder die Ausdrücke mit ungeraden ξ^*-Potenzen infolge der beiderseitigen Rechnungen (aus der Breite der Kurve) größtenteils auf].

Die Funktion $f(\xi^*)$ hat in unseren beiden Fällen die Form:

$$(129) \qquad f(\xi^*) = \frac{\lambda_4 \xi^{*4} + \lambda_3 \xi^{*3} + \lambda_2 \xi^{*2} + \lambda_1 \xi^* + \lambda_0}{(1 - \lambda \xi)^2}$$

daher ist:

$$(130) \quad \begin{cases} f(0) = \lambda^0 \\ f'(0) = 2\lambda\lambda_0 + \lambda_1 \\ f''(0) = 3\lambda^2\lambda_0 + 3\lambda\lambda_1 + \lambda_2. \end{cases}$$

Setzt man die Werte der Gleichungen (129) und (130) in die Gleichung (124) ein, dann bekommt man:

$$(131) \qquad \xi^* \frac{R(\xi^*)}{f''(0)} = \frac{\lambda \xi^*}{1 - \lambda \xi^*} + \frac{\xi^*}{(1 - \lambda \xi^*)^2} \cdot \frac{\lambda(\lambda_2 \lambda_0 + \lambda\lambda_1 + \lambda_2) + \lambda_3 \lambda_4 \xi^*}{3\lambda^2\lambda_0 + 2\lambda\lambda_1 + \lambda_2}.$$

Um die Größe dieses Ausdruckes für unsere speziellen Fälle zu ermitteln, gehe man von einer Bedingung aus, welche später ohnehin gemacht werden muß, nämlich daß:

$$(132) \qquad (\vartheta_1 + \vartheta_2)^2 < 1$$

und setzt man noch $\lambda = 1$, da es sich nur um gröbere Bestimmungen handelt, dann erhält man:

Für den Stromeffekt im Sekundärkreise:

$$(133) \qquad \xi^* \frac{R(\xi^*)}{f''(0)} = \frac{\xi^*}{1 - \xi^*} - \frac{\xi^*}{(1 - \xi^*)^2} \frac{\vartheta_1 l^2}{\vartheta_1 - (3\vartheta_1 - \vartheta_2) l^2}$$

Solange

$$(134) \qquad l^2 \leqq \left| \frac{\vartheta_1}{4\vartheta_1 - \vartheta_2} \right| \text{ ist,}$$

bleibt der Ausdruck (133) für $\xi^* < \frac{1}{2}$ kleiner als 1.

Für den Stromeffekt im Thermoelementkreise ergibt sich weiter:

$$(135)\quad \xi^* \frac{R(\xi^*)}{f''(o)} = \frac{\xi^*}{1-\xi^*} + \\ + \frac{1}{3} \frac{\xi^*}{(1-\xi^*)^2} \left\{1 + \frac{2\vartheta_1 \xi^*}{2\vartheta_1 + (\vartheta_1+\vartheta_2) l^4}\right\}$$

Solange $\xi^* \leqq \frac{1}{3}$ ist, bleibt dieser Ausdruck kleiner als 1.

Beschränkt man die Aufnahme der Resonanzkurve auf Verstimmungen, welche kleiner als 30% sind, dann läßt sich früher abgeleitete Regel auf beide Fälle anwenden, sofern die Bedingungen (132) und (134) erfüllt sind.

Aus den Gleichungen (118) resp. (120), (125), (126) und (130) geht hervor:

Für den Stromeffekt im Sekundärkreise:

$$(136)\left\{\begin{aligned} \alpha_0' &= (\vartheta_1+\vartheta_2)[1+4\vartheta_1(2\vartheta_1+\vartheta_2)+l^2(1+4\vartheta_1\vartheta_2)] \\ \alpha_1' &= -\vartheta_1 + 4(\vartheta_1+\vartheta_2)(4\vartheta_1^2 - 2\vartheta_1\vartheta_2 - \vartheta_2^2) + \\ &\qquad l^2\vartheta_2[1+8\vartheta_1(\vartheta_1+\vartheta_2)] + 2\mu(\vartheta_1+\vartheta_2)[1+4\vartheta_1 \\ &\qquad (2\vartheta_1+\vartheta_2)+l^2(1+4\vartheta_1\vartheta_2)] \\ \alpha_2' &= \vartheta_1 + 4(\vartheta_1+\vartheta_2)(14\vartheta_1^2 - 5\vartheta_1\vartheta_2 - 2\vartheta_2^2) - \\ &\qquad l^2[\vartheta_1 - \vartheta_2 - 12\vartheta_1\vartheta_2(\vartheta_1+\vartheta_2)] \\ &\qquad - 2\mu[3\vartheta_1 + \vartheta_2 - 4(\vartheta_1+\vartheta_2) \\ &\qquad (6\vartheta_1^2 - 5\vartheta_1\vartheta_2 - 2\vartheta_2^2) + \\ &\qquad l^2(\vartheta_1 - \vartheta_2 - 12\vartheta_1\delta_2\{\vartheta_1+\vartheta_2\})] \\ &\qquad + 3\mu^2(\vartheta_1+\vartheta_2)[1+4\vartheta_1(2\vartheta_1+\vartheta_2) \\ &\qquad l^2(1+4\vartheta_1\vartheta_2)]. \end{aligned}\right.$$

Für den Stromeffekt im Thermoelementkreise:

$$(137)\left\{\begin{aligned} \alpha_0' &= (\vartheta_1+\vartheta)_2[1+8\vartheta_1(\vartheta_1+\vartheta_2)+l^4] \\ \alpha_1' &= -2\vartheta_1 - 8\vartheta_1(\vartheta_1+\vartheta_2)(\vartheta_1-\vartheta_2) + 2(\vartheta_1+\vartheta_2)l^4 \\ &\qquad + 2\mu(\vartheta_1+\vartheta_2)[1+8\vartheta_1(\vartheta_1+\vartheta_2)+l^4] \\ \alpha_2' &= 6\vartheta_1 + 16\vartheta_1\vartheta_2(\vartheta_1+\vartheta_2) + 3l^4(\vartheta_1+\vartheta_2) \\ &\qquad - 2\mu[5\vartheta_1 + \vartheta_2 + 8\vartheta_1(\vartheta_1+\vartheta_2)(3\vartheta_1-\vartheta_2) \\ &\qquad - 3l^4(\vartheta_1+\vartheta_2)] + 3\mu^2(\vartheta_1+\vartheta_2) \\ &\qquad [1+8\vartheta_1(\vartheta_1+\vartheta_2)+l^4]. \end{aligned}\right.$$

Für beide Effekte gemeinschaftlich gilt:

$$(138)\left\{\begin{aligned} \alpha_0 &= (\vartheta_1+\vartheta_2)^2\left(4+\frac{l^2}{\vartheta_1\vartheta_2}\right) \\ \alpha_1 &= -4\vartheta_1(\vartheta_1+\vartheta_2) \\ \alpha_2 &= 1. \end{aligned}\right.$$

Appliziert man jetzt auf beide Fälle die früher gefundene Regel, so ergibt sich:

Die Bedingungen (92) sind erfüllt, falls:

$$(\vartheta_1 + \vartheta_2)^2 < 1, \; (\vartheta_1 + \vartheta_2)^2 \frac{l^2}{\vartheta_1 \vartheta_2} < 1. \tag{139}$$

In diesen Voraussetzungen sind die früheren Gleichungen (132) und (134) schon enthalten, so daß (139) als einzige Beschränkung der Resultate anzusehen ist.

Auf Grund der Voraussetzungen (139) ergibt sich [falls man in den Ausdrücken für die Fehler die Glieder mit μ als Faktor wegläßt, denn

$$\mu = -\frac{C_1^{\,2}}{C_{12}^{\,2} - C_1^{\,2}} l^2$$

und muß deshalb, solange l^2 klein gegen 1[1]) ist, auch kleiner als 1 sein, so daß es in den Fehlern vernachlässigt werden kann]:

Für den Stromeffekt im Sekundärkreise:

Für die Bedingung des Maximums des Effektes:

$$\xi_0{}^* = \frac{1}{2}(\vartheta_1 + \vartheta_2)^2 \left\{ 8\mu + \left(2\mu - \frac{\vartheta_1}{\vartheta_1 + \vartheta_2}\right) \frac{l^2}{\vartheta_1 \vartheta_2} \right\} \tag{140}$$

mit dem prozentuellen Fehler:

$$\frac{(\vartheta_1 + \vartheta_2)^2}{\frac{\vartheta_1}{\vartheta_1 + \vartheta_2} \frac{l^2}{\vartheta_1 \vartheta_2}} \left[\left\{4 + \frac{3}{4} - \frac{\vartheta_1}{\vartheta_1 + \vartheta_2} + \left(\frac{\vartheta_1}{\vartheta_1 + \vartheta_2}\right)^2\right] \frac{l^2}{\vartheta_1 \vartheta_2} - \frac{1}{16}\left(\frac{l^2}{\vartheta_1 \vartheta_2}\right)^2\right\} \frac{\vartheta_1}{\vartheta_1 + \vartheta_2} \frac{l^2}{\vartheta_1 \vartheta_2} + \left\{1 - 6\left(\frac{\vartheta_1}{\vartheta_1 + \vartheta_2}\right)^2 - \left(\frac{\vartheta_1}{\vartheta_1 + \vartheta_2}\right)^3\right\}\left\{4 + \frac{l^2}{\vartheta_1 + \vartheta_2}\right\}\right]$$

Die Größe des Maximums ist:

1) Und wenn C_{12} nicht gleich C_1, oder nur wenig verschieden ist. Dieser Fall ist ausgeschlossen durch die Voraussetzung der Quasistationarität des Stromes. Denn wäre l^2 klein gegen 1 und $C_{12} = C_1$, dann müßte L_{22} groß sein gegen L_{11}; dies wäre aber nur durch einen sehr langen Draht im Sekundärkreise realisierbar.

(141)
$$\Psi_{(2,2)\max} = \frac{C_1^{\,2} F^2}{4\vartheta_1 \vartheta_2} \frac{C_1^{\,2} C_{12}^{\,2} L_{11}^{\,2}}{(C_{12}^{\,2} - C_1^{\,2})^2 L_{22}^{\,2}} \lambda^2 \sqrt{b_1} \cdot \frac{1}{(\vartheta_1 + \vartheta_2)\left(4 + \frac{l^2}{\vartheta_1 \vartheta_2}\right)}$$

mit dem prozentuellen Fehler:

$$\frac{1}{4} \frac{\vartheta_1(\vartheta_1 + \vartheta_2)}{4 + \frac{l^2}{\vartheta_1 \vartheta_2}} \cdot \left\{64\left(1 + \frac{\vartheta_1}{\vartheta_1 + \vartheta_2}\right) + 32 \frac{l^2}{\vartheta_1 \vartheta_2} + \right. \left. + \left(4 - 3\frac{\vartheta_1}{\vartheta_1 + \vartheta_2}\right)\left(\frac{l^2}{\vartheta_1 \vartheta_2}\right)^2\right\}.$$

Für den aus der Resonanzkurve ermittelten Wert ergibt sich:

(142)
$$(\vartheta_1 + \vartheta_2)\sqrt{4 + \frac{l^2}{\vartheta_1 \vartheta_2}} = \frac{\sigma}{2}\sqrt{\frac{\eta}{1-\eta}}$$

mit dem prozentuellen Fehler:

$$\frac{1}{2} \frac{\vartheta_1(\vartheta_1 + \vartheta_2)}{4 + \frac{l^2}{\vartheta_1 \vartheta_2}} \left\{ \frac{\vartheta_1}{\vartheta_1 + \vartheta_2}\left[16 - \frac{1}{16}\left(32 + 7\frac{l^2}{\vartheta_1 \vartheta_2}\right)\frac{l^2}{\vartheta_1 \vartheta_2}\right] - \right. - \left[\left(1 + \frac{\vartheta_1}{\vartheta_1 + \vartheta_2}\right)\left(4 + \frac{l^2}{\vartheta_1 \vartheta_2}\right)^2 + \right. \left. + \frac{1}{16} \frac{\vartheta_1}{\vartheta_1 + \vartheta_2}\left(32 + 7\frac{l^2}{\vartheta_1 \vartheta_2}\right)\frac{l^2}{\vartheta_1 \vartheta_2}\right]\frac{1}{\eta}\right\}$$

Für die relative Asymmetrie ist:

(143)
$$\xi_\sigma = \left(\frac{\sigma}{2}\right)^2$$

mit dem prozentuellen Fehler:

$$-\frac{1}{2} \frac{(\vartheta_1 + \vartheta_2)^2}{4 + \frac{l^2}{\vartheta_1 \vartheta_2}} \left\{\left[1 + \frac{\vartheta_1}{\vartheta_1 + \vartheta_2} + \left(\frac{\vartheta_1}{\vartheta_1 + \vartheta_2}\right)^2\right]\right. \left. \left(4 + \frac{l^2}{\vartheta_1 \vartheta_2}\right)^2 \frac{1-\eta}{\eta} + \frac{3}{4} \frac{\vartheta_1}{\vartheta_1 + \vartheta_2}\left(8 + \frac{l^2}{\vartheta_1 \vartheta_2}\right)\frac{l^2}{\vartheta_1 \vartheta_2}\right\}.$$

Für den Stromeffekt im Thermoelementkreise:
Als Bedingung für das Maximum des Effektes:

$$(144)\quad \begin{cases} \xi_0^* = (\vartheta_1 + \vartheta_2)^2 \left[2 \left(2\mu - \frac{\vartheta_1}{\vartheta_1 + \vartheta_2} \right) + \right. \\ \left. + \left(4\mu - \frac{\vartheta_1}{\vartheta_1 + \vartheta_2} \right) \frac{l^2}{\vartheta_1 \vartheta_2} \right] \\ \text{mit dem prozentuellen Fehler:} \\ -\frac{1}{8} (\vartheta_1 + \vartheta_2)^2 \frac{4 + \frac{l^2}{\vartheta_1 \vartheta_2}}{2 + \frac{l^2}{\vartheta_1 \vartheta_2}} \left[12 \left(3 - 8 \frac{\vartheta_1}{\vartheta_1 + \vartheta_2} \right) + \right. \\ \left. + 4 \left(1 - 12 \frac{\vartheta_1}{\vartheta_1 + \vartheta_2} \right) \frac{l^2}{\vartheta_1 \vartheta_2} + \left(\frac{l^2}{\vartheta_1 \vartheta_2} \right)^2 \right]. \end{cases}$$

Für die Größe des Maximums:

$$(145)\quad \begin{cases} X_{(2,2)\max} = \frac{A_{23}^2}{\varrho^2} \frac{C_1^2 F^2}{4 \vartheta_1 \vartheta_2} \frac{C_1^2 C_{12}^2}{(C_{12}^2 - C_1^2)^2 L_{22}^2} \\ \lambda^2 b_1 \sqrt{b_1} \frac{1}{(\vartheta_1 + \vartheta_2) \left(4 + \frac{l^2}{\vartheta_1 \vartheta_2} \right)} \\ \text{mit dem prozentuellen Fehler:} \\ \frac{\vartheta_1 (\vartheta_1 + \vartheta_2)}{4 + \frac{l^2}{\vartheta_1 \vartheta_2}} \left\{ 8 \left(4 + \frac{l^2}{\vartheta_1 \vartheta_2} \right) + \left(\frac{\vartheta_1}{\vartheta_1 + \vartheta_2} \right)^2 \left(2 + \frac{l^2}{\vartheta_1 \vartheta_2} \right)^2 \right\}. \end{cases}$$

Für den aus der Resonanzkurve berechneten Wert ergibt sich:

$$(146)\quad \begin{cases} (\vartheta_1 + \vartheta_2) \sqrt{4 + \frac{l^2}{\vartheta_1 \vartheta_2}} = \frac{\sigma}{2} \sqrt{\frac{\eta}{1 - \eta}} \\ \text{mit dem prozentuellen Fehler:} \\ \frac{1}{2} \frac{(\vartheta_1 + \vartheta_2)^2}{4 + \frac{l^2}{\vartheta_1 \vartheta_2}} \\ \left\{ \left(\frac{\vartheta_1}{\vartheta_1 + \vartheta_2} \right)^2 \left[16 - \frac{1}{4} \left(2 + \frac{l^2}{\vartheta_1 \vartheta_2} \right) \left(16 + 7 \frac{l^2}{\vartheta_1 \vartheta_2} \right) \right] \right. \\ - \frac{\vartheta_1}{\vartheta_1 + \vartheta_2} \left[2 \left(3 + 2 \frac{\vartheta_1}{\vartheta_1 + \vartheta_2} \right) \left(4 + \frac{l^2}{\vartheta_1 \vartheta_2} \right)^2 + \right. \\ \left. \left. + \frac{1}{4} \frac{\vartheta_1}{\vartheta_1 + \vartheta_2} \left(2 + \frac{l^2}{\vartheta_1 \vartheta_2} \right) \left(16 + 7 \frac{l^2}{\vartheta_1 \vartheta_2} \right) \right] \frac{1}{\eta} \right\}. \end{cases}$$

Für die relative Asymmetrie:

$$(147)\quad \begin{cases} \xi_\sigma = \left(\dfrac{\sigma}{2}\right)^2 \\ \text{mit dem prozentuellen Fehler:} \\ -\dfrac{1}{2}\dfrac{(\vartheta_1+\vartheta_2)^2}{4+\dfrac{l^2}{\vartheta_1\vartheta_2}}\left\{\left[1+6\dfrac{\vartheta_1}{\vartheta_1+\vartheta_2}+4\left(\dfrac{\vartheta_1}{\vartheta_1+\vartheta_2}\right)^2\right]\right. \\ \left.\left[4+\dfrac{l^2}{\vartheta_1\vartheta_2}\right]^2\dfrac{1-\eta}{\eta}+3\left(\dfrac{\vartheta_1}{\vartheta_1+\vartheta_2}\right)^2\cdot\dfrac{l^2}{\vartheta_1\vartheta_2}\left(8+\dfrac{l^2}{\vartheta_1\vartheta_2}\right)\right\}. \end{cases}$$

Durch Vergleichung der beiden Fälle untereinander erhellt, daß für dieselben das gleiche gilt, wovon früher für induktive Koppelung die Rede war.

Zur Beurteilung der Größe der prozentuellen Fehler wählen wir dasselbe Beispiel, wie bei induktiver Koppelung, dies ist:

$$\vartheta_1 = 0{\cdot}02 \qquad \vartheta_2 = 0{\cdot}002 \qquad l = 0{\cdot}02$$

oder

$$(\vartheta_1+\vartheta_2)^2 = 0{\cdot}000484$$

$$(\vartheta_1+\vartheta_2)^2\frac{l^2}{\vartheta_1\vartheta_2} = 0{\cdot}00484$$

$$\frac{l^2}{\vartheta_1\vartheta_2} = 10.$$

Durch Einsetzen dieser Werte in die zugehörigen Ausdrücke erhält man:

Prozentueller Fehler	für den Stromeffekt im Sekundärkreise	für den Stromeffekt im Thermoelementkreise
der Bedingung des Maximums des Effektes	0·0176	0·0213
der Größe des Maximums	0·00210	0·00066
des Ausdruckes, welcher aus der Resonanzkurve gefunden wird	$0{\cdot}00068 - 0{\cdot}0068\,\frac{1}{\eta}$	$0{\cdot}00346 - 0{\cdot}0348\,\frac{1}{\eta}$
der Gleichung für die relative Asymmetrie	$-\,0{\cdot}00915\,\frac{1-\eta}{\eta} - 0{\cdot}00212$	$-\,0.0302\,\frac{1-\eta}{\eta} - 0{\cdot}0078$

Durch Vergleichen dieser Tabelle mit derjenigen auf Seite 279 erhellt, daß bei der Koppelung durch Kapazität den Resultaten größere

Fehler anhaften, wie nach der größeren Kompliziertheit der Ausdrücke für diese Effekte zu erwarten wäre.

IV. Die im induktiv gekoppelten Sekundärkreise verbrauchte Energie.

Für die drahtlose Telegraphie ist es von besonderer Wichtigkeit zu ermitteln, welcher Bruchteil der gesamten Energie im Sekundärkreise verbraucht wird, da diese Energie größtenteils in Form von elektromagnetischen Wellen in die Umgebung ausgesandt werden kann.

Setzt man in die Gleichung (41) die Werte der Gleichungen (97) und (100), dann bekommt man für beliebig enge Koppelung:

$$\xi_0{}^* = \frac{\vartheta_1 (\vartheta_2 + \vartheta_2) \frac{k^2}{\vartheta_1 \vartheta_2}}{\sqrt{1 + \vartheta_1{}^2 \frac{k^2}{\vartheta_1 \vartheta_2}} \left(1 + \sqrt{1 + \vartheta_1{}^2 \frac{k^2}{\vartheta_1 \vartheta_2}}\right)}. \tag{148}$$

Durch Einführung dieses Wertes in den Ausdruck der Gleichung (36) ergibt sich:

$$\Psi(2,2)_{\max} = \frac{L_{21}{}^2 C_1{}^2 F^2 \sqrt{b_1}}{4 \vartheta_1 \vartheta_2 L_{22}{}^2} \cdot \frac{\left(1 + \sqrt{1 + \vartheta_1{}^2 \frac{k^2}{\vartheta_1 \vartheta_2}}\right)^2}{2(\vartheta_1 + \vartheta_2)\left\{\left(4 + \frac{k^2}{\vartheta_1 \vartheta_2}\right)\left(1 + \sqrt{1 + \vartheta_1{}^2 \frac{k^2}{\vartheta_1 \vartheta_2}}\right) + 2 \vartheta_1{}^2 \frac{k^2}{\vartheta_1 \vartheta_2}\right\}} \tag{149}$$

oder unter der Voraussetzung, daß $2\vartheta_1{}^2$ gegen 1 vernachlässigt werden kann:

$$\Psi(2,2)_{\max} = \frac{L_{21}{}^2 C_1{}^2 F^2 \sqrt{b_1}}{4 \vartheta_1 \vartheta_2 L_{22}{}^2} \; \frac{1 + \sqrt{1 + \vartheta_1{}^2 \frac{k^2}{\vartheta_1 \vartheta_2}}}{2(\vartheta_1 + \vartheta_2)\left(4 + \frac{k^2}{\vartheta_1 \vartheta_2}\right)}. \tag{150}$$

Da aber

$$\frac{L_{21}{}^2}{L_{11} L_{22}} = k^2, \qquad C_1 L_{11} = \frac{1}{b_1}$$

ist, erhält man:

$$(151)\quad \Psi(2,2)_{\max} = \frac{1}{4} C_1{}^2 F^2 \frac{\frac{1}{L_{22}\sqrt{b_1}}}{\vartheta_1 + \vartheta_2} \frac{\frac{k^2}{\vartheta_1 \vartheta_2}}{4 + \frac{k^2}{\vartheta_1 \vartheta_2}} \frac{1 + \sqrt{1 + \vartheta_1{}^2 \frac{k^2}{\vartheta_1 \vartheta_2}}}{2}$$

Dieser Ausdruck wächst fortwährend mit wachsendem k und zwar sehr rasch (direkt proportional dem Quadrate von k) solange $\frac{k^2}{\vartheta_1 \vartheta_2}$ klein gegen 1 ist, wenn aber $\frac{k^2}{\vartheta_1 \vartheta_2}$ den Betrag 4 überschreitet, so ist das Anwachsen unbedeutend und der Ausdruck (151) ist für große Werte von $\frac{k^2}{\vartheta_1 \vartheta_2}$ fast unabhängig von k. Erst wenn $\vartheta_1{}^2 \frac{k^2}{\vartheta_1 \vartheta_2}$ groß ist (was nur der Fall sein kann, wenn $\vartheta_1 > \vartheta_2$ ist), beginnt wieder rasches Anwachsen. Qualitativ stimmt dieser Verlauf vollkommen mit Fischerschen Kurven (l. c.) überein.

Die beobachtete Tatsache[1]), daß mit wachsendem k von einem gewissen Betrage an der Stromeffekt nicht zunimmt, sondern eher abnimmt, scheint wahrscheinlich mit der Abhängigkeit des Funkenwiderstandes von dem Stromverlauf zusammenzuhängen (mit wachsendem k entstehen fortwährend deutlicher zwei Wellen und damit ist wahrscheinlich ein Anwachsen von ϑ_1 verbunden).

Für $\xi^* = 0$ ergibt sich aus der Gleichung (36):

$$(152)\qquad \Psi(2,2) = \frac{1}{4} C_1 F^2 \frac{\frac{1}{L_{22}\sqrt{b_1}}}{\vartheta_1 + \vartheta_2} \frac{\frac{k^2}{\vartheta_1 \vartheta_2}}{4 + \frac{k^2}{\vartheta_1 \vartheta_2}}\,.$$

Durch Vergleichen der Ausdrücke der Gleichungen (152) und (153) erhellt, daß solange $\vartheta_1 < \vartheta_2$ ist (was auch in der Praxis der drahtlosen Telegraphie zutrifft), $\Psi(2,2)_{\max}$ von $\Psi(2,2)$ für $\xi^* = 0$ nur so unbedeutend sich unterscheidet, daß praktisch das Maximum des Effektes für $b_2 = b_1$ erreicht ist.

Die ganze im Sekundärkreise verbrauchte Energie ist:

$$(153)\qquad U_2 = R_2 \Psi(2,2)$$

Die ursprüngliche elektrostatische Energie:

1) J. Zenneck, l. c. 664.

(154) $$U = \frac{1}{2} C_1 F^2.$$

Man bekommt somit aus der Gleichung (152), wenn man berücksichtigt, daß:

$$\frac{R_2}{L_{22}\sqrt{b_1}} = 2\,\vartheta_2$$

(155) $$U_2 = U \frac{\vartheta_2}{\vartheta_1 + \vartheta_2} \frac{\frac{k^2}{\vartheta_1 \vartheta_2}}{4 + \frac{k^2}{\vartheta_1 \vartheta_2}}.$$

Falls man die Gültigkeit dieses Ausdruckes auch auf den Fall eines offenen Sekundärkreises erweitert, und hängt die Wirkung in der Empfangsstation von der Energie, welche in der Antenne der Sonderstation verbraucht wird, ab (d. h. in erster Linie von der gesamten ausgestrahlten Energie), so muß man die Erhöhung der Wirkung einer Antenne durch Vermehrung der Drahtanzahl auf die gesteigerte Dämpfung (infolge der Ausstrahlung) des Sekundärkreises der Sendestation (und gleichzeitig auf die Erniedrigung der erzeugten Jouleschen Wärme) zurückführen.

Der Ausdruck der Gleichung (155) besagt, daß das Maximum des Energieverbrauches, sofern die Größe des Koppelungskoeffizienten in Betracht kommt, erreicht wird, sobald $\frac{k^2}{\vartheta_1 \vartheta_2}$ gegen 4 groß wird. Begnügt man sich mit einem um $10\,\%$ geringerem Werte, als durch Vergrößerung des Koppelungskoeffizienten überhaupt zu erreichen wäre, dann genügt der durch nachstehenden Ausdruck gegebene Koeffizient:

$$\frac{\frac{k^2}{\vartheta_1 \vartheta_2}}{4 + \frac{k^2}{\vartheta_1 \vartheta_2}} = 0{\cdot}90$$

oder:

$$k = 6\sqrt{\vartheta_1 \vartheta_2}\,.$$

In praktischen Fällen ist $\vartheta_1 \vartheta_2$ ungefähr der Größenordnung $4{\cdot}10^{-4}$ bis $16{\cdot}10^{-4}$ und es genügt daher k in den Grenzen 0·12 bis 0·24; dies sind Werte, in deren Nähe die gebräuchlichen durch praktische Überprüfung gefundenen Beträge liegen.

Was die Abhängigkeit von der Dämpfung anbelangt, erreicht man um so größeren Energieverbrauch im Sekundärkreise, je größer dessen Dämpfungskoeffizient gegenüber dem Dämpfungskoeffizienten des Primärkreises ist. Wäre der Dämpfungskoeffizient des Sekundärkreises groß gegenüber dem Dämpfungskoeffizienten des Primärkreises, und $\frac{k^2}{\vartheta_1 \vartheta_2}$ groß gegenüber 4, so erreicht man das überhaupt größtmögliche Maximum, nämlich $U_2 = U_1$, d. h. die ganze elektrostatische Energie wäre im Sekundärkreise verbraucht.

Für praktische Fälle gibt Max Wien[1]) an, daß etwa $\vartheta_2 = 2{\cdot}5\,\vartheta_1$ ist; in diesem Falle verwandeln sich (unter Vernachlässigung der Jouleschen Wärme im Sekundärkreise) und unter der Annahme, daß k so gewählt wird, daß man um $10\,^0/_0$ unter dem Maximum bleibt, $67\,^0/_0$ der ursprünglichen Energie in elektromagnetische Wellen[2]).

1) M. Wien, Ann. d. Phys. 25, 7, 1908.
2) Ein Vergleich der Theorie mit einigen Meßresultaten (von M. Wien, Fischer, Brandes, Dieckmann usw.) wird in nächster Zeit erscheinen.

(Eingesandt 1. Dezember 1908.)

Die Messmethoden, Grösse und Bedeutung der Dämpfung in der drahtlosen Telegraphie.

Von Walter Hahnemann.

Einleitung.

In der ersten Zeit der drahtlosen Telegraphie, in der man noch mit dem einfachen „Marconi"-Sender und -Empfänger arbeitete, nahm man auf die Dämpfung der verwendeten Hochfrequenzkreise bzw. Apparate bewußt so gut wie keine Rücksicht. Wie man sich über die eigentlichen Schwingungsvorgänge selbst nur sehr wenig im klaren war, so berücksichtigte man auch hinsichtlich der Erscheinungen der Dämpfung kaum die fundamentalsten Forderungen, die für eine gute Leistungsfähigkeit einer drahtlosen Station gelten, und auf deren Erfüllung heute immer mehr Obacht gegeben wird.

Auch als man begann, die große Wichtigkeit der Abstimmung zwischen Sender und Empfänger zu erkennen, berücksichtigte man hier-

bei in keineswegs genügendem Maße die Größen der in den einzelnen Hochfrequenzkreisen vorkommenden Dämpfungen.

Selbst als man den geschlossenen Kreis beim Sender wie Empfänger in Anwendung brachte, um u. a. die Abstimmung schärfer und sich dadurch freier von atmosphärischen Störungen zu machen, selbst da untersuchte man lange Zeit noch nicht die benutzten Schwingungskreise auf ihre Dämpfung hin und begnügte sich lediglich damit, durch mehr oder weniger rohe Fernversuche die für die Fernwirkung günstigsten Anordnungen zu finden. Abgesehen davon, daß derartige Untersuchungen meist infolge der vielen voneinander unabhängigen variablen Einflüsse keine einwandsfreien Resultate zeitigten, wurde infolge der Umständlichkeit der gegenseitigen Verständigung und der dazu angewendeten Mittel trotz der größten Aufwendungen im Verhältnis hierzu nur ganz Minimales an Bereicherung der Erkenntnis gewonnen.

Obwohl die grundlegenden Arbeiten von Bjerkness [1]) ganz allgemein alle zur Untersuchung und Messung der Dämpfung nötigen Unterlagen geben und die Arbeiten von M. Wien [2]) und P. Drude [3]) über die Größen, die bei der Koppelung mehrerer Kreise eine Rolle spielen, insbesondere über den Einfluß der Dämpfung hierbei, die ersten Aufklärungen gebracht haben, so war deren Nutzanwendung lange Zeit in der Technik der drahtlosen Telegraphie nur ganz gering.

So fanden z. B. diese Arbeiten bei den meisten der Ingenieure und Physiker der deutschen Industrie der drahtlosen Telegraphie (damals hauptsächlich der „Gesellschaft für drahtlose Telegraphie G. m. b. H." Berlin, die das System „Telefunken" vertreibt) bis zum Jahre 1905 so gut wie keine Berücksichtigung [4]). Nur so ist es zu erklären, daß um diese Zeit noch geschlossene Funkenerregerkreise (sogenannte Braunsche Schwingungskreise) von genannter Gesellschaft in den Handel gebracht wurden, deren Dämpfung, d. h. deren logarithmisches Dekrement eine Höhe von 0,35 bis 0,4 [5]) erreichte, und daß noch im Anfang des Jahres 1906 den Stationen installierenden Ingenieuren ohne Rücksicht auf Beschaffenheit des geschlossenen Kreises und des verwendeten Luftleiters ein ganz bestimmter „Koppelungsgrad" vor-

---

1) Bjerkness, V., Wied. Ann. **55**, 58, 1895.

2) Wien, M., Ann. d. Phys. **8**, 686, 1902, **14**, 626, 1902.

3) Drude, P., Ann. d. Phys. **13**, 512, 1904, **15**, 707, 1904.

4) Eine Ausnahme hiervon bildet die von Mandelstam ausgebildete sogenannte „Lose Koppelung".

5) Nesper, E., Die Frequenz- und Dämpfungsmesser, S. 219 ff., 1907.

geschrieben wurde, während doch die Größe der Dämpfung in diesen einzelnen, miteinander zu koppelnden Schwingungskreisen bei der Koppelungsfrage die entscheidende Rolle spielt. Nur so ist es auch zu erklären, daß ganze Arbeiten[1]) über den günstigsten Koppelungsgrad der verwendeten Hochfrequenzkreise entstehen konnten, bei denen der Einfluß der Dämpfung auf diesen kaum berührt wurde.

Nun bekam aber gerade durch die gegenseitige Abstimmung der verschiedenen Sende- und Empfangskreise die Größe ihrer Dämpfung einen großen Einfluß auf die gute gegenseitige Wirkung der Stationen; denn die Abstimmung ist bekanntlich um so größer, d. h. schärfer, je langgezogener die ausgestrahlte Senderschwingung und je abstimmfähiger die Empfangskreise, d. h. eben je geringer die Dämpfungen sowohl am Sender als auch am Empfänger sind.

Während man vorher die eigentlichen Empfangsapparate (Fritter, Zelle, Marconi-Detektor o. dgl.) in irgend welcher meist fester Verbindung mit dem betreffenden Schwingungskreis benutzte, so konnte man der schärferen Abstimmung zuliebe dies nicht mehr tun. Man mußte daher Einrichtungen treffen, die gestatteten, die — stets energieverzehrenden, also dämpfenden — Empfangsapparate in gewissen, loseren Koppelungsverhältnissen zu ihren Schwingungskreisen zu benutzen. Hierdurch wurde es aber für den Wirkungsgrad der Anlage besonders wichtig, alle übrigen Energieverzehrer in den einzelnen Teilen der Schwingungskreise möglichst zu vermeiden, d. h. die gesamte übrige — schädliche — Dämpfung der betreffenden Schwingungskreise möglichst zu reduzieren.

Ähnlich bei den Senderanlagen! Immer mehr kam man — der größeren Abstimmschärfe zuliebe — zur Verwendung von Luftleitergebilden, die im Gegensatz zum einfachen „Marconi"schen Luftdraht oder zu der hieraus entstandenen Harfenantenne und infolge ihrer mehr geschlossenen Gestaltung die auszustrahlende Energie in langgezogenen Schwingungsimpulsen aussendeten (hierzu gehören vor allem die T- und Schirmantennen). Hierdurch wurde es aber auch bei den Senderanlagen immer wichtiger, alle übrigen — schädlichen — Energieverzehrer sowohl im geschlossenen Kreis, als auch im Luftleitergebilde möglichst zu vermeiden oder wenigstens zu verringern. Gleichzeitig wurden nun infolge hiervon die günstigsten Koppelungsverhältnisse zwischen den einzelnen Sende- und Empfangsschwingungskreisen ganz andere.

Durch die Betonung der gegenseitigen Abstimmung der einzelnen

1) Slaby, A., Elektrot. Ztschr. 1905 S. 1003, 1025, 1149.

Schwingungskreise hätte die Technik der drahtlosen Telegraphie ganz von selbst zu immer größerer Berücksichtigung der Dämpfungsverhältnisse in den einzelnen angewendeten Hochfrequenzkreisen angeregt werden sollen; jedoch bedurfte es hierzu erst — wenigstens in Deutschland — der eindringlichsten Anregung durch die Braunsche Straßburger Schule, der in Deutschland das Verdienst zukommt, im Jahre 1905 die Technik auf die große Wichtigkeit der Größe der Dämpfung in den Schwingungskreisen drahtloser Stationen mit Nachdruck hingewiesen zu haben. In Frankreich war es fast gleichzeitig Tissot[1]), der die Einflüsse der Dämpfung untersuchte und zur Geltung brachte. In England Fleming[2]) und in Amerika Pierce.

Die Aufgabe der nachstehenden Kapitel soll nun die sein, die technischen Meßmethoden der Dämpfung, die Größenordnung, die die Dämpfung bei den einzelnen, in der Technik verwendeten Schwingungssystemen hat, und die Bedeutung, die der Dämpfung bei den einzelnen Anordnungen der Schwingungssysteme zukommt, mit besonderer Berücksichtigung der praktischen Verhältnisse und Bedürfnisse auf Grund der auf diesem Gebiete vorliegenden Arbeiten und eigenen, gemachten Erfahrungen ausführlich zu erörtern.

Da sich bei Anwendung von Sendern mit kontinuierlichen Schwingungen (sogenannten „ungedämpften Wellen") wesentlich andere Einflüsse der Dämpfung als bei der sogenannten „Funkentelegraphie" zeigen, so ist im nachstehenden an den verschiedenen Stellen durch getrennte Behandlung der beiden Schwingungsarten diesem Umstande besonders Rechnung getragen.

A. Meßmethoden der Dämpfung.

Mit besonderer Berücksichtigung der mehr technischen Art der gestellten Aufgabe sollen im nachstehenden nicht etwa alle möglichen veröffentlichten Meßmethoden der Dämpfung in Hochfrequenzkreisen gebracht werden[3]), sondern nur solche Erwähnung finden, die nach Kenntnis des Verfassers sich bisher in der Technik als brauchbar eingeführt haben.

Bei der Auswahl, die man aus den im nachstehenden gebrachten Methoden in den verschiedenen, vorkommenden Fällen treffen muß, ist

1) Tissot, C., Etude de la Resonance des Systemes d'Antennes dans la Telegraphie sans fils. Paris 1906. S. 113.

2) Fleming, Catalog der Marconi-Gesellschaft von 1905.

3) Hierüber siehe E. Nesper, Frequenz- und Dämpfungsmesser, S. 165 ff., 1907.

besonders der Umstand zu berücksichtigen, daß diejenige Methode im allgemeinen die richtigsten Resultate ergibt, bei der während der Messung der zu untersuchende Schwingungskreis von Schwingungen gleicher Art und Intensität durchflossen wird, wie bei seiner praktischen Verwendung in der Station.

I. Messung der Dämpfung von Oszillatoren.

Unter Oszillatoren sind solche Schwingungskreise verstanden, in denen Schwingungen vor sich gehen, die mehr oder weniger annähernd nach dem Thomsonschen Gesetz verlaufen, d. h. in denen eine gewisse, aufgespeicherte Energie sich selbst überlassen ausschwingt.

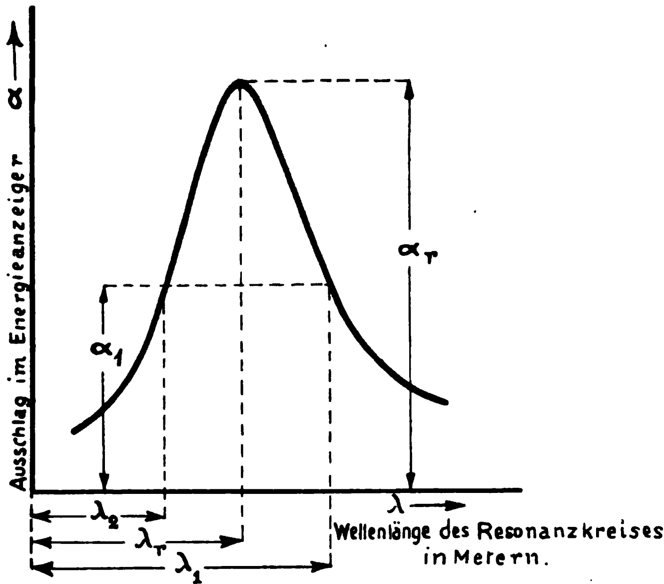


Fig. 1.

Methode: Die einfachste, für normale Verhältnisse immer durchführbare und für die Technik vollkommen genügend genaue Methode ist die schon von Bjerkness angegebene Aufnahme einer Resonanzkurve mit Hilfe eines vom zu untersuchenden Oszillator erregten, in seiner Wellenlänge oder Eigenschwingung veränderlichen sogenannten „Resonanzschwingungskreises" [1]), In diesem Resonanzkreis muß ein

1) Siehe Zenneck, J., Elektromagnetische Schwingungen und drahtlose Telegraphie. Stuttgart 1905. S. 622 ff.

Instrument eingeschaltet sein, das die im Resonanzkreis schwingende Energie anzeigt. Der Ausschlag dieses Anzeigers sei α und proportional der schwingenden Energie. Die möglichst stetig veränderliche Wellenlänge des Resonanzkreises sei λ. Man erhält nun die Resonanzkurve der beiden Kreise, indem man dieselben miteinander irgendwie koppelt, in einem der beiden Kreise — am bequemsten im Resonanzkreis — die Wellenlänge oder Eigenschwingung verändert und den hiervon abhängigen Ausschlag des Energieanzeigers jedesmal abliest. Aus einer genügenden Anzahl solcher Ablesungen ergibt sich die Resonanzkurve, in der im allgemeinen als Abszisse die Wellenlänge oder Eigenschwingung, als Ordinate der Ausschlag des Energieanzeigers eingetragen wird. Die Wellenlänge, bei welcher der Resonanzkreis auf den Oszillator abgestimmt ist, sei λ_r, der zugehörige Ausschlag des Energieanzeigers α_r. Zwei andere Werte der Wellenlänge des Resonanzkreises seien λ_1 und λ_2, deren zugehöriger, für beide gleich große Ausschlag α_1 sei (siehe Fig. 1 S. 297).

Ganz allgemein gilt nun unter der Voraussetzung, daß die Oszillatorschwingung sinusförmig und das logarithmische Dekrement klein gegen 2π ist:

$$d_1 + d_2 = k \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_r},$$

wobei d_1 das logarithmische Dekrement des Oszillators,
d_2 „ „ „ „ Resonators ist

und

$$k = \pi \sqrt{\frac{\alpha / \alpha_r}{1 - \alpha / \alpha_r}}.$$

Mit Hilfe dieser einfachen Beziehung kann man also leicht aus einer aufgenommenen Resonanzkurve die Summe der Dämpfungen beider Kreise d_1 und d_2 finden.

Kennt man nun die Größe von d_2, so hat man hierdurch auch ohne weiteres die gesuchte Größe von d_1 gefunden. Die Bestimmung der Größe von d_2, d. h. der Größe der Dämpfung von Resonatoren, wird im Kapitel II behandelt.

Praktische Winke für die Ausführung der Messung.

Bei der Durchführun gder vorstehend beschriebenen Methode treten unter Umständen Schwierigkeiten auf, vor allem bei der Erzeugung einer regelmäßigen guten Schwingung im Oszillator und bei der richtigen

Wahl eines geeigneten Resonators und dessen Koppelung mit dem Oszillator.

Es handelt sich meist um die Untersuchung von Oszillatoren mit irgend einer Funkenstrecke (hierunter seien alle die Entladestrecken verstanden, bei deren Anwendung die auf den Kondensator aufgeladene Energie sich erst vollkommen — oder wenigstens zum allergrößten Teil — ausschwingt, bevor der Vorgang sich durch neues Aufladen des Kondensatorts wiederholt). Man muß hierbei eine regelmäßige Zahl der Oszillationen pro Sekunde und gleichmäßige Intensität derselben erreichen, damit man eine gute Resonanzkurve aufnehmen kann. Dies gelingt am besten dadurch, daß man die aufzuladende Kapazität mit der resultierenden Selbstinduktion des Ladekreises auf die zur Ladung benutzte Periodenzahl abstimmt[1]. Das beste Mittel ist hierbei — wenn die Größe des Kondensators und dieser Periodenzahl aus anderen Gründen festgelegt ist —, durch Einschalten von Primär- und Sekundärdrosseln in den Ladekreis die richtige Größe der Selbstinduktionen für den Sekundärkreis und die richtige Koppelung zwischen Primär- und Sekundärkreis herzustellen. Ist man vor die Aufgabe gestellt, bei den verschiedensten Größen der Ladekapazität und einer gewissen konstanten Periodenzahl diese Resonanz herzustellen, so wendet man mit Vorteil anstatt eines Induktors einen Transformator mit geschlossenem Eisenkern (also mit wenig Streuselbstinduktion an) und benutzt zur Herstellung der richtigen Abstimmung entsprechende Drosselspulen (ebenfalls Selbstinduktionen mit geschlossenen Eisenkernen), bei denen entweder durch verschiedene Anschlüsse oder durch Veränderungen der Größe eines Luftspaltes im geschlossenen Eisenkern für die gewünschte Variabilität gesorgt ist.

Sollten ausnahmsweise regelmäßige Oszillationen nicht hervorgerufen werden können, so verzichtet man am besten auf die Aufnahme von Resonanzkurven und stellt lediglich wiederholt im Resonanzkreis die entsprechende Verstimmung bei einem oder mehreren gewissen Ausschlagsverhältnissen (zwischen $^1/_2$ und $^3/_4$) des Energieanzeigers fest. Das Mittel der gefundenen Werte kann meist als genügend genau betrachtet werden.

Bei den im allgemeinen praktisch vorliegenden Bedürfnissen genügt letztere Messung überhaupt, da es sich meist lediglich um die Feststellung der Größenordnung der Dämpfung handelt.

---

1) Siehe auch besondere Art der Funkenstrecke, wie von W. Eickhoff, Phys. Ztschr. 8, 923, 1907 beschrieben.

Bei den in der Technik bisher üblichen Erregerkreisen ist die Dämpfung außerdem nicht so definierbar und konstant, daß sich eine allzu genaue Bestimmung derselben lohnte. Bekanntlich ist z. B. die Dämpfung einer Funkenstrecke wesentlich abhängig von der dem Oszillator im übrigen entzogenen Energie, so daß eine Dämpfungsmessung am leerlaufenden[1]) Oszillator nicht ohne weiteres maßgebend für den belasteten ist. Auch andere Einflüsse, wie Veränderung der Spannung an der Kapazität, Veränderungen an der Beschaffenheit der Elektroden, die Nähe von Induktionsströme aufnehmenden Metallmassen o. dgl. können auf die Größe der Dämpfung eines Oszillators in mehr oder weniger hohem Maße einwirken.

Überall dort also, wo alle diese Verhältnisse nicht konstant oder genau definiert gehalten werden können, hat es für die Praxis wenig Wert, die Größe der Dämpfung auf Prozente genau durch umständlichere Messungen zu ermitteln. Es genügt also im allgemeinen, die Dämpfung durch einige Ausschlagsverhältnisse im Energieanzeiger bei entsprechender Verstimmung des einen von beiden Schwingungskreisen zu bestimmen.

Die Wahl des Resonanzkreises hängt sehr von der Art des zu untersuchenden Oszillators und der gewünschten Genauigkeit ab; im wesentlichen ist entscheidend, ob die zu erwartende Größe der Oszillatordämpfung groß (größer als ca. 0,15) oder klein (kleiner als ca. 0,15) ist und ob die Messung nur überschlägig oder auf einige Prozente genau sein soll.

Ist die Oszillatordämpfung größer als ca. 0,15 zu erwarten und genügt eine Bestimmung der Größenordnung derselben, so kann man als Resonanzkreis die in der Technik eingeführten Wellemesser benutzen, deren Dämpfung im allgemeinen auf ca. $^1/_{10}$ genau bekannt und ca. 0,03 bis 0,05 ist. Ist die Dämpfung eines zu untersuchenden Oszillators kleiner als ca. 0,15, und will man diese Dämpfung möglichst genau ermitteln, so ist man unter Umständen genötigt, auf die Benutzung eines solchen technischen Wellenmessers zu verzichten, und muß sich einen für die Messung geeigneteren Resonanzkreis zusammenstellen.

Bei der Konstruktion der technischen Wellenmesser war man nämlich durch die Forderungen bequemer Handlichkeit und geringen Gewichtes und Rauminhaltes, sowie großen Wellenbereiches des Instru-

1) Unter einem „leerlaufenden“ Oszillator wird ein solcher verstanden, bei welchem die in ihm schwingende Energie nicht durch Nutzleistung entzogen wird, sondern durch die im Oszillator selbst auftretenden Verluste allmählich verzehrt wird.

mentes dazu genötigt, gewisse Spulenformen zu wählen, die nicht das geringste Maß an Dämpfung aufweisen, sondern vor allem möglichst klein, leicht auswechselbar und geringen Gewichtes sind. Auch hinsichtlich der Auswahl des Energieanzeigers spielt bequeme Handlichkeit, sowie gute Transportfähigkeit und nicht zu große Empfindlichkeit bei den technischen Wellenmessern eine große Rolle, so daß jetzt meist kleine, möglichst empfindliche Hitzdrahtinstrumente benutzt werden. Diese verbrauchen naturgemäß verhältnismäßig viel Energie (ca. $^1/_{100}$—$^1/_{10}$ Watt). Da nun in einem solchen Wellenmesser bei niedriger Funkenzahl (20—30 pro Sekunde) in Rücksicht auf die zulässige maximale Spannung nur geringe Energiemengen verzehrt werden können, so muß das Hitzdrahtinstrument mit dem Schwingungskreis des Wellenmessers derart verbunden werden, daß es einen wesentlichen Teil der Gesamtenergie verbraucht, also auch einen wesentlichen Teil der gesamten Wellenmesserdämpfung ausmacht. Durch alle diese Umstände wird verhindert, daß die Dämpfung eines solchen technischen Meßinstrumentes auf das geringste Maß der Möglichkeit reduziert werden kann.

Will man sich nun für genaue Messungen einen Resonanzkreis mit möglichst kleiner und gut definierter Dämpfung herstellen, so berücksichtige man folgendes:

Man benutzt am besten als Kondensator einen der bekannten, seinem Prinzip nach zuerst von Koepsel konstruierten Drehplattenkondensatoren oder einer ähnlichen Konstruktion, mit Hilfe dessen man auf sehr bequeme Weise die Eigenschwingung des Resonanzkreises stetig ändern kann.

Für eine günstige Anordnung der Selbstinduktionsspule ist eine geringe Dämpfung derselben maßgebend. Man verwendet deswegen am besten einen Glasspulenkörper und wickelt die Spule auf diesen nur in einer Lage auf. Die Dimensionen der Spule sind vorteilhaft möglichst groß. Bei mehreren Lagen treten selbst bei sehr starker Unterteilung des verwendeten Drahtes Spulenverluste auf, die sehr bald das Vielfache von den Verlusten betragen können, die eine in einer Lage gewickelte Spule besitzt. Eine Unterteilung des Drahtes kann von Nutzen sein; jedoch muß man darauf achten, daß die Isolationsschicht, die die einzelnen unterteilten Litzendrähte voneinander isoliert, nicht zur Vermehrung der Verluste Anlaß gibt infolge des Stromflusses auf der Drahtoberfläche und im Dielektrikum, d. h. in der gegenseitigen Isolationsschicht. Auch vermeide man so viel als nur irgend möglich, in die Nähe des Spulenfeldes irgend welche Metallmassen zu bringen.

Kann man für den **Energieanzeiger** ein sehr empfindliches Galvanometer in Verbindung mit Thermoelement oder Bolometer verwenden, so ist es ratsam, die elektrische Verbindung zwischen Resonanzkreis und Thermoelement bzw. Bolometer so lose zu machen, daß das Thermoelement bzw. Bolometer nur einen ganz geringen Teil der Gesamtdämpfung des Resonators ausmacht.

Kann man dies nicht und hat daher das betreffende Energie entziehende Instrument einen wesentlichen Anteil an der Gesamtdämpfung, so muß man darauf achten, daß das Instrument (Bolometer oder Thermoelement) möglichst wenig seinen Widerstand in Abhängigkeit von der Erwärmung, also vom Ausschlag des Galvanometers ändert; denn der Änderung dieses Widerstandes entspricht dann auch eine Änderung der Dämpfung des Resonanzkreises und kann zu falschen Meßresultaten Veranlassung geben. Eine Ausführung, mit der der Verfasser sehr gute Erfahrungen gemacht hat, ist eine von Rausch von Traubenberg angegebene Konstruktion eines Thermoelementes[1]). Der Heizdraht desselben besteht aus einem haardünnen Konstantandraht; auf der Mitte desselben ist die Lötstelle des eigentlichen Thermoelementes, bestehend aus einem ebenfalls haardünnen Konstantan- und Eisendraht, auf dem Heizdraht aufgelötet. Der oben erwähnte Heizdraht wird irgendwie in den Resonanzkreis geschaltet, während mit den Enden des Thermoelementes ein empfindliches Millivoltmeter von passendem Widerstand verbunden wird. Das geschilderte Thermoelement vereinigt folgende beiden Vorzüge:

Da der Heizdraht getrennt von den Zuleitungen zur Lötstelle des Thermoelementes ausgeführt ist, treten an den Galvanometerklemmen keine Hochfrequenzspannungen auf. Da der Heizdraht, der im Resonanzkreis irgendwie eingeschaltet ist, seinen Widerstand mit der Erwärmung nicht ändert, ist obenbeschriebene Fehlerquelle der Änderung der Resonanzkreisdämpfung vermieden.

Die Art, wie man den Energieanzeiger mit dem Resonanzkreis verbindet, hängt vor allem von dem Widerstand des Instrumentes ab (bei Hitzdrahtinstrumenten von deren Widerstand, bei Galvanometern vom Widerstand des Thermoelementes oder des Bolometers). Oft wird es möglich sein, das Instrument direkt in den Resonanzkreis einzuschalten. Das oben beschriebene Thermoelement hat bei entsprechender Ausführung ca. 0,5—1 Ohm Widerstand. Ist z. B. im Resonanzkreis

1) Mit diesem Thermoelement wurden z. B. die von Traubenberg und Monasch in der Phys. Ztschr. 8, 926, 1907 reproduzierten Resonanzkurven aufgenommen.

die Kapazität 1000 cm, die Wellenlänge λ_r 2000 m und der Widerstand des Thermoelementes 0,5 Ohm, so ergibt sich für den Dämpfungsanteil desselben im Resonanzkreis das Dekrement zu 0,0017. Dieser Anteil an der Dämpfung des Resonanzkreises wird aber meist zulässig sein. Ist der Widerstand des Energieanzeigers jedoch zu hoch, um ihn direkt einzuschalten, so kann man ihn irgendwie anders mit dem Resonanzkreis verbinden (induktiv, parallel zu einer Selbstinduktion, Kapazität oder einem Ohmschen Widerstand). Die Bestimmung des Dämpfungsanteiles des Energieanzeigers kann dann am besten durch Messung geschehen und ist im nachstehenden Abschnitt beschrieben.

Es ist besonders darauf zu achten, daß der Ausschlag des Energieanzeigers dem Quadrat der Stromstärke im Resonanzkreise proportional ist, oder wenn dies nicht der Fall ist, daß man die Abhängigkeit des Ausschlages vom Strom genau kennt.

Einen großen Einfluß auf das Resultat der Messung hat die Größe der Koppelung zwischen Oszillator und Resonanzkreis[1]). Dieselbe muß möglichst lose, d. h. so sein, daß keine nennenswerte Energie aus dem Resonator in den Oszillator zurückströmt. Durch zu starke oder feste Koppelung wird die Resonanzkurve verbreitert und die dadurch erhaltene Dämpfungssumme scheinbar vergrößert.

Zur Prüfung, ob man nicht zu feste Koppelung hat, genügt es, bei verschiedenen Koppelungsgraden die Messung vorzunehmen. Das Resultat dieser verschiedenen Messungen muß dann möglichst gleich sein; es darf aber keinesfalls mit loserer Koppelung die gefundene Dämpfungssumme wesentlich abnehmen. Ist dies der Fall, so ist die Koppelung zu fest, die ermittelte Dämpfungssumme zu groß. Kann man nicht loser koppeln, weil dann der Ausschlag im Energieanzeiger zu klein wird, so muß man entweder im Oszillator die schwingende Energie erhöhen oder einen empfindlicheren Energieanzeiger (empfindlicheres Galvanometer) verwenden. Wenn der Energieanzeiger an der Gesamtdämpfung des Resonators vorher nur einen sehr geringen Anteil hatte, so kann auch öfters die Maßnahme helfen, den Energieanzeiger mit dem Resonanzkreis elektrisch fester zu verbinden, d. h. den Dämpfungsanteil des Energieanzeigers an der Gesamtdämpfung des Resonators größer zu machen. Dadurch wird bei gleichem Ausschlag des Energieanzeigers möglich, den Resonator mit dem Oszillator loser zu koppeln.

---

1) Wien, M., Phys. Ztschr. 8, 764 ff., 1907, Ann. d. Phys. 25, 625, 1908.

Ia. Messung der Dämpfungen eines gekoppelten Senders.

Beim gekoppelten Funkensender treten bekanntlich sowohl im Oszillator als auch im induzierten Kreis (Luftleiter) zwei Wellen auf, und zwar ist die Differenz dieser beiden Wellen desto größer, je fester die Koppelung der beiden Schwingungskreise ist[1]). Die Dämpfungen dieser beiden Wellen wurde zuerst von P. Drude[2]) rechnerisch bestimmt. Die experimentelle Messung dieser Dämpfungen wurde zuerst von C. Fischer[3]) durchgeführt und geschieht wie folgt:

Methode: Man induziert den Resonanzkreis, mit dessen Hilfe man die Dämpfungen der beiden Wellen im gekoppelten Sender messen will, von beiden Schwingungskreisen zu gleicher Zeit. Wie aus der Arbeit von Fischer hervorgeht, ist es hierbei möglich, im Resonanzkreis einmal nur die eine Welle, das andere Mal nur die andere Welle auftreten zu lassen, so daß nunmehr lediglich genügt, zunächst eine Resonanzkurve der einen Welle, dann die Resonanzkurve der anderen Welle festzustellen und aus derselben in der oben beschriebenen Weise die Dämpfungssumme und hieraus mit Hilfe der bekannten oder zu messenden Dämpfung des Resonatorkreises die Dämpfung der beiden einzelnen Wellen des gekoppelten Senders zu bestimmen. Zur Vereinfachung der Messung ist hierbei besonders geboten, die — am besten induktive — Koppelung des Resonanzkreises sowohl mit dem einen Schwingungskreis als auch mit dem anderen Schwingungskreis getrennt durch eigens zu diesem Zwecke in den beiden Schwingungskreisen und im Resonanzkreis eingeschaltete Selbstinduktionsringe herzustellen. Durch diese getrennte Koppelungseinrichtung mit den beiden Schwingungskreisen wird es dann leicht möglich, die für die Messungen nötigen Bedingungen, daß nur eine Welle im Resonanzkreis schwingt, zu erfüllen.

Praktische Winke für die Ausführung der Messung: Für die Durchführung der Messung gilt sinngemäß alles das, was oben bei der Dämpfungsmessung vom Oszillator gesagt ist. Es ist außerdem noch besonders zu beachten, daß sich die beiden Koppelungsvorrichtungen des Resonanzkreises mit den beiden Schwingungskreisen gegeneinander möglichst wenig induzieren, weil sonst das — am

---

1) Siehe Zenneck „Elektromagnetische Schwingungen" S. 657 ff.

2) Drude, Ann. Phys. 13, 512, 1904 u. Zenneck „Elektromagnetische Schwingungen" S. 662.

3) Fischer, C., Ann. Phys. 19, 182, 1906.

besten empirische — Aufsuchen der für die Messung nötigen Koppelungen komplizierter wird.

Es sei bei dieser Gelegenheit darauf aufmerksam gemacht, daß man bei der bekannten Messung des Koppelungsgrades der beiden Schwingungskreise durch Aufnahme der Resonanzkurve, im Gegensatz zur vorbeschriebenen Messung, besonders darauf Obacht geben muß, den Resonanzkreis, mit welchem man die Kurve aufnehmen will, nur von einem der beiden Schwingungskreise induzieren zu lassen. Wie aus der Arbeit von Fischer hervorgeht, wird durch den Umstand, daß beide Schwingungskreise auf den Resonanzkreis induzieren, nicht die richtige Resonanzkurve der beiden Wellen im Resonator auftreten, sondern eine ganz verzerrte, deren Gestalt sich mit der Art der Koppelung der beiden Schwingungskreise mit dem Resonanzkreis verändert. Bei der in der drahtlosen Funkentechnik vielfach angewendeten Art der Schaltung, bei der Luftleiter und Erde entweder an dem gesamten oder an einem Teil der Selbstinduktion des geschlossenen Schwingungskreises angelegt werden, ist es also nicht angängig, von diesen Windungen des geschlossenen Schwingungskreises aus den Resonanzkreis zu induzieren, da dieselben gleichzeitig Windungen des Luftleitergebildes sind, der Resonanzkreis also mit beiden Schwingungskreisen gekoppelt würde. Bei einer derartigen Messung ist es daher meist am besten, in die Erdverbindung des Luftleitergebildes einen Selbstinduktionsring zu legen, mit dem man dann den Resonanzkreis koppelt.

II. Messung der Dämpfung von Resonatoren.

Unter Resonatoren sind alle Schwingungskreise verstanden, die durch eine irgendwie erzeugte elektrische Schwingung selbst in Schwingungen gesetzt werden können, und die eine ausgesprochene Eigenschwingung besitzen. Bei den nachstehend beschriebenen Messungen wird im allgemeinen vorausgesetzt, daß in diesen Resonatoren irgend welche Instrumente, die die in ihnen schwingende Energie anzeigen, eingeschaltet werden können. Die am meisten in der Technik vorkommenden derartigen Schwingungskreise — Resonatoren — sind Luftleitergebilde, Empfangskreise und Wellenmesser.

Methode: Auch bei der Messung der Dämpfung von Resonatoren benutzt man am besten die Resultate der Bjerknesschen Theorie. Die Methode der Bestimmung ist nun abhängig davon, welche Mittel man hat, um den Resonator in Schwingungen zu setzen. Wie schon oben erwähnt, erhält man die maßgebendste Größe seiner Dämpfung,

wenn er bei der Untersuchung sowohl an Intensität wie an Form dieselben Schwingungen ausführt, wie bei der Benutzung. Kann man diese Bedingung bei der Messung nicht einhalten, so muß man auch das Meßresultat mit der entsprechenden Vorsicht auslegen und benutzen.

Im nachstehenden sind drei verschiedene Möglichkeiten, den Resonator zu erregen, und die daraus folgenden Methoden zur Bestimmung seiner Dämpfung behandelt.

a) Der Resonator kann durch eine Art Stoßerregung in Schwingungen gesetzt werden[1][2]. Dies geschieht durch einen mehr oder weniger stark gedämpften, mit dem Resonator gekoppelten Oszillator. Die Schwingungen, die hierbei im Resonator auftreten, können durch geeignete Mittel ähnlich denen in einem reinen Oszillator gemacht werden.

Infolge dieses Umstandes ist es dann ohne weiteres angängig, zur Bestimmung der Dämpfung dieses Resonators die oben beschriebene Methode für den Oszillator zu benutzen, indem man durch diesen, mit „Stoßerregung" in Schwingungen gesetzten Resonator bei entsprechend loser Koppelung einen zweiten Resonanzkreis (Meßkreis) erregt und in demselben mit Hilfe eines in ihm befindlichen Energieanzeigers die Resonanzkurve aufnimmt. Wie schon bei der oben für den Oszillator beschriebenen Methode ist es auch hier zulässig, die zur Resonanzkurvenaufnahme notwendige Wellenveränderung entweder im zu untersuchenden Resonanzkreis oder in dem zweiten zur Messung zu Hilfe genommenen Resonanzkreis (Meßkreis) vorzunehmen.

Für die Durchführung der Methode gilt nun sinngemäß das oben für die Oszillatormessung Mitgeteilte.

b) Der Resonator wird bei losester Koppelung von einem normalen Oszillator erregt. Für diesen Fall gelten dieselben Versuchsbedingungen, wie sie bei der Messung der Dämpfung des Oszillators beschrieben sind. Die Summe der Dämpfungen des verwendeten Oszillators und des zu untersuchenden Resonators wird als bekannt vorausgesetzt und kann, wie oben beschrieben, bei dem Beginn der Messung bestimmt werden. Um die Trennung von d_1 und d_2 zu erreichen, stellt man folgende Messungen an[3].

---

1) Siehe Nesper, E., Die Frequenz- und Dämpfungsmesser S. 218, 1907.

2) Siehe Wien, M., Phys. Ztschr. 7, 872, 1906, dieselbe 9, 49, 1908 und Ann. d. Phys. 25, 625, 1908.

3) Zenneck, Elektromagnetische Schwingungen und drahtlose Telegraphie, Stuttgart 1905, S. 623.

Man stimmt den Resonatorkreis auf den Oszillator ab und erhält hierbei den Ausschlag α_r, sodann schaltet man einen geeigneten Widerstand w in den Resonator ein und erhält hierfür den Ausschlag α_1. Kennt man den Widerstand auch bei Hochfrequenz genügend genau und ist die Kapazität des Resonanzkreises C, so gelten folgende Beziehungen:

$$d_2 = \frac{\Delta d_2}{\frac{\alpha_r}{\alpha_1} \cdot \frac{d_1 + d_2}{d_1 + d_2 + \Delta d_2} - 1}$$

$$\Delta d_2 = \frac{2}{300} \cdot \frac{C \cdot w}{\lambda_r}\ ^{1)},$$

wobei $d_1 + d_2$ durch Messung bestimmt, Δd_2 der dem Widerstande w entsprechende Dämpfungsteil im Resonator und λ_r die bei der Messung benutzte Wellenlänge ist. Bei der obenstehenden Formel für Δd_2 ist die Kapazität C elektrostatisch in Zentimeter, w in Ohm und λ_r in Meter einzusetzen.

Für den Fall, daß die Dämpfung des Oszillators wesentlich größer als die des Resonators ist, kann der Faktor

$$\frac{d_1 + d_2}{d_1 + d_2 + \Delta d_2}$$

annäherungsweise gleich 1 gesetzt werden und obige Beziehung für d_2 geht in folgende über:

$$d_2 = \frac{\alpha_1}{\alpha_r - \alpha_1} \Delta d_2 .$$

Ist d_2 nicht klein gegenüber d_1 und kann man Δd_2 nicht genügend genau aus der oben angegebenen Formel berechnen (weil eine der drei Größen C, w oder λ_r nicht genügend bestimmt werden kann), so genügt es durch Aufnahme der Resonanzkurve oder wenigstens eines Teiles derselben bei eingeschaltetem Widerstand im Resonator die Summe $d_1 + d_2 + \Delta d_2$ ganz ähnlich wie die Summe $d_1 + d_2$ zu bestimmen. Da dann durch Messung die für die Bestimmung von d_2 nötigen Größen

$$\alpha_r, \quad \alpha, \quad d_1 + d_2, \quad d_1 + d_2 + \Delta d_2$$

---

1) Nesper, E., Die Frequenz- und Dämpfungsmesser 1907, S. 201 u. S. 214.

sowie

$$\Delta d_2 = [d_1 + d_2 + \Delta d_2] - [d_1 + d_2]$$

gefunden sind, kann aus der obigen Beziehung d_2 ohne weiteres berechnet werden.

Die beschriebene Meßmethode ist besonders zu empfehlen, bei Bestimmung der Dämpfung von Empfangskreisen wie auch von Wellenmessern. Die Anwendung der Methode, wie sie hier beschrieben, für Luftleitergebilde, stößt jedoch meist auf einige Schwierigkeiten. Auf der Station, deren Luftleiter man untersuchen will, ist im allgemeinen weder der vorhandene Oszillator (geschlossene Senderkreis), noch der Luftleiter selbst in der Wellenlänge bequem variabel. Die Aufnahme von Resonanzkurven im Luftleiter als Resonanzkreis macht daher gewöhnlich ziemliche Schwierigkeiten. Es hat sich deswegen besonders zur Bestimmung von Luftleitergebilden auf Stationen, die mit den allgemein üblichen gekoppelten Funkensendern ausgerüstet sind, folgende Methode bewährt[1]:

Der Luftleiter wird mit dem geschlossenen Schwingungskreis möglichst lose gekoppelt und beide Kreise aufeinander abgestimmt. In dem Luftleiter wird ein empfindlicher Energieanzeiger (am besten ein empfindliches Hitzdrahtinstrument) entsprechend eingeschaltet. Außerden ist die Vorrichtung getroffen, im Luftleiter einen geeigneten, bekannten oder hinsichtlich seiner Größe feststellbaren Widerstand einzuschalten. Ganz ähnlich wie oben werden nun im Energieanzeiger bei kurzgeschlossenem und bei im Luftleiter eingeschaltetem Widerstand die Ausschläge im Energieanzeiger festgestellt. Der Ausschlag sei wieder α_r, wenn der Widerstand kurzgeschlossn ist, α_1, wenn der Widerstand w eingeschaltet ist. Nimmt man dann an, daß die Dämpfung des Oszillators d_1 groß gegenüber der Dämpfung der Antenne d_a ist, so kann man, ähnlich wie oben, schreiben

$$d_a = \frac{\alpha_1}{\alpha_r - \alpha_1} \Delta d_a,$$

wobei Δd_a der Dämpfungsanteil des Widerstandes w ist. Diese Größe von d_a entspricht auch nur angenähert der wirklichen Luftleiterdämpfung nur dann, wenn die Dämpfung d_1 des Oszillators mindestens zehnmal größer als die Dämpfung des Luftleiters ist. Dies ist jedoch im allgemeinen nicht der Fall. Die Dämpfung d_1 durch im Oszillator

1) Nesper, E., l. c. S. 222 ff.

eingeschaltetem Widerstand groß zu machen, bringt meistens auch unangenehme Schwierigkeiten zum Vorschein. Es wurde deswegen vom Verfasser folgender Ausweg gefunden, der sich in der technischen Anwendung auch gut bewährt hat.

Man bestimme mit Hilfe eines Resonanzkreises (Wellenmesser) auf oben beschriebene Weise die Dämpfung d_1 des Oszillators. Bei dieser Messung muß natürlich der Luftleiter vom Erregerkreis abgeschaltet werden. Wird dann die wirkliche Dämpfung des Luftleitergebildes mit d_{a1} bezeichnet, so gilt annäherungsweise

$$d_{a_1} = d_a \left[1 + \frac{\alpha_r}{\alpha_1} \cdot \frac{d_a}{d_1 + d_a}\right],$$

wobei für d_a der oben angegebene Wert zu setzen ist. Diese Annäherungsformel gilt mit genügender Genauigkeit in all den Fällen, wo das Verhältnis $\alpha_r : \alpha_1$ sich vom Werte 2 nicht mehr als ca. 10 % unterscheidet und d_{a_1} nicht mehr als zehnmal größer als d_1 ist. Für den Fall, daß d_1 wesentlich größer als d_a ist, wird d_{a_1}, wie schon oben erwähnt, annähernd gleich d_a und es braucht die Dämpfung des Oszillators dann nicht erst näher bestimmt zu werden.

c) Der Resonator kann durch ungedämpfte Schwingungen (Lichtbogenkreis als Erreger) in kontinuierliche Schwingungen versetzt werden.

Es gibt hierbei zwei Methoden, die Dämpfung des Resonators zu ermitteln. Die eine Methode besteht darin, mittels eines im Resonator eingeschalteten Energieanzeigers, wie bekannt, eine Resonanzkurve aufzunehmen. Die zweite Methode besteht darin, im Resonator durch Einschalten von Widerstand den Ausschlag eines Energieanzeigers zu verändern.

Zunächst werde die erste von Traubenberg und Monasch angewendete Methode beschrieben[1]:

1. Bei der ersteren Methode ist es notwendig, entweder die Wellenlänge der erregenden ungedämpften Schwingung oder die Wellenlänge des Resonators entsprechend verändern zu können. Werden die Schwingungen durch eine Maschine erzeugt, so wird es meist leicht möglich sein, durch entsprechende Änderung der Tourenzahl der Maschine die Frequenz der erregenden Schwingungen zu verändern. Benutzt man zur Erregung einen Lichtbogenkreis, so kann man ihn zwar im allgemeinen infolge der nicht sehr hohen auftretenden Span-

1) Traubenberg und Monasch, Phys. Ztschr. 8, 925, 1907.

nungen durch Anwendung eines variablen Ölplattenkondensators in seiner Wellenlänge leicht variabel machen; jedoch ist es für exaktere Messungen nicht ratsam, im Lichtbogenkreis die Wellenlänge während der Messung zu verändern, da dann durch diese Variation infolge der Abhängigkeit der erzeugten Lichtbogenschwingung von den Schwingungskonstanten des Lichtbogenkreises, die Resonanzkurve zu sehr verzerrt werden kann. Es ist daher ratsamer, bei Anwendung des Lichtbogens zur Erzeugung kontinuierlicher Schwingungen die Wellenlänge im Resonator variabel zu machen. Die Messung geht nun folgendermaßen vor sich:

Man koppelt den zu untersuchenden Resonator mit dem Schwingungserreger und nimmt in bekannter Weise entweder eine ganze Resonanzkurve auf, oder begnügt sich mit einigen Ablesungen am Energieanzeiger, abhängig von der entsprechenden Verstimmung. Nach Bjerkness findet man, wie oben beschrieben, aus den abgelesenen Werten die Summe der Dämpfung $d_1 + d_2$. Da hier der erregende Kreis jedoch kontinuierliche (und möglichst sinusförmige) Schwingungen erzeugt, muß sinngemäß in der Summe $d_1 + d_2$ die Größe d_1 gleich Null gesetzt werden, und man findet dann aus den oben angegebenen Beziehungen:

$$d_2 = k \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_r}.$$

Bei diesem vorliegenden Fall ist es jedoch nicht nötig, zur Ableitung dieser Beziehungen auf die Bjerknesssche Theorie zurück zu greifen, sondern es genügt hierfür die Berücksichtigung der einfachen Wechselstromgleichungen[1]).

---

1) Die Ableitung ist wie folgt: Die konstante im Resonanzkreis induzierte E.M.K. sei E, der Widerstand in ihm sei w, die Stromstärke bei Resonanz sei J, die Periodenzahl hierbei p und die Wellenlänge λ; bei einer gewissen Verstimmung sei der Strom J_1, die Periodenzahl p_1 oder p_2, die Wellenlänge λ_1 oder λ_2. Es sei weiterhin L die Selbstinduktion und C die Kapazität des Resonators bei Resonanz und L_1 die der Periodenzahl p_1 entsprechende Selbstinduktion. Dann gilt:

$$2\pi p L = \frac{1}{2\pi p C}, \quad J = \frac{E}{w}, \quad J_1 = \frac{E}{\sqrt{w^2 + \left(2\pi p L_1 - \frac{1}{2\pi p C}\right)^2}},$$

hierin kann gesetzt werden:

$$2\pi p L_1 - \frac{1}{2\pi p C} = 2\pi p L\left[\left(\frac{p}{p_1}\right)^2 - 1\right].$$

Also gilt:

2. Die andere Methode zur Bestimmung der Resonanzkreisdämpfung mit Hilfe kontinuierlicher Schwingungen besteht, wie schon oben erwähnt, darin, in den von den kontinuierlichen Schwingungen erregten Resonanzkreis entsprechende Widerstände einzuschalten. Ganz ähnlich, wie schon unter II.b. beschrieben, stimmt man den Resonatorkreis auf die erregende Schwingungszahl ab und liest hierbei den Ausschlag α_r im Energieanzeiger des Resonanzkreises ab. Sodann schalte man einen geeigneten Widerstand w in den Resonator ein und erhalte hierfür den Ausschlag α_1. Die Größe der Resonatordämpfung d_2 ist dann durch folgende Beziehungen gegeben:

$$d_2 = \frac{\sqrt{\alpha_1}}{\sqrt{\alpha_r} - \sqrt{\alpha_1}} \Delta d_2 \quad {}^{1)}$$

$$\Delta d_2 = \frac{2}{300} \cdot \frac{C \cdot w}{\lambda_r} .$$

$$y = \frac{J_1^2}{J^2} = \frac{w^2}{w^2 + \left[4 \pi p L\right]^2 \cdot \left[\left(\frac{p}{p_1}\right)^2 - 1\right]^2},$$

oder

$$\frac{w^2}{4 L^2 p^2} = \pi^2 \cdot \frac{y}{1-y} \left[\left(\frac{p}{p_1}\right)^2 - 1\right]^2$$

und da

$$d_2 = \frac{w}{2 L p}$$

$$d_2 = \pi \sqrt{\frac{y}{1-y}} \cdot \left[\left(\frac{p}{p_1}\right)^2 - 1\right] .$$

Da nun $p_1 - p$ klein gegen p angenommen werden darf, kann man für $\left(\frac{p}{p_1}\right)^2 - 1$ einsetzen $2 \cdot \frac{p - p_1}{p_1}$, oder wenn λ und λ_1 eingeführt wird:

$$d_2 = \pi \sqrt{\frac{y}{1-y}} \cdot 2 \frac{\lambda_1 - \lambda}{\lambda},$$

wobei $\pi \sqrt{\frac{y}{1-y}}$ dem Faktor k entspricht. Berücksichtigt man nun die Symmetrie der Resonanzkurve bei kleinen Verstimmungen, so kann man wie unter A.I. schreiben:

$$d_2 = k \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda} .$$

1) Diese Beziehung ergibt sich aus der unter II. b) angegebenen Beziehung:

$$d_2 = \frac{\Delta d_2}{\frac{\alpha_r}{\alpha_1} \cdot \frac{d_1 + d_2}{d_1 + d_2 + \Delta d_2} - 1},$$

wenn man $d_1 = 0$ setzt.

Hierbei ist wieder Δd_2 der dem Widerstande w (in Ohm) entsprechende Dämpfungsanteil im Resonator, λ_r die bei der Messung benutzte Wellenlänge in Meter, und C die im Resonanzfall sich ergebende Größe der Kapazität des Resonators in Zentimeter (elektrostatisch).

Während die unter 1. beschriebene Methode sich besonders für Resonanzkreise, die eine variable Wellenlänge haben, eignet, also vor allen Dingen für Empfangsschwingungskreise und Wellenmesser, eignet sich die unter 2. beschriebene Methode besonders für die Bestimmung der Dämpfung von Luftleitergebilden auf Stationen, die mit ungedämpften Schwingungen ausgerüstet sind. Natürlich kann man zur Feststellung der Dämpfung eines Luftleiters auch ohne weiteres die Methode 1. anwenden, wenn man nur entweder die erregende Schwingung in ihrer Frequenz, oder die Eigenschwingungen des Luftleiters bequem verändern kann, ohne daß durch diese Veränderung die den Luftleiter erregende Schwingung zu sehr beeinflußt werde.

Praktische Winke für die Ausführung der Messungen.

Von den drei beschriebenen Methoden ist für die meisten drahtlosen Stationen, die mit Funkensendern und Empfängern ausgerüstet sind, die unter b) beschriebene im allgemeinen die geeignetste. Sie soll deswegen zuerst behandelt werden:

Zu Methode b): Hierfür gilt ganz ähnlich wie das unter I. für die Oszillatormessung Angegebene, sowohl hinsichtlich der Herstellung einer guten, regelmäßigen Schwingung im benutzten Oszillator, der richtigen Koppelung usw. Die bei der Untersuchung des Resonators noch hinzutretenden besonderen Schwierigkeiten bestehen teils in der Herstellung eines geeigneten, zur Messung nötigen Widerstandes w und in der Verwendung eines geeigneten und richtig mit dem Resonator verbundenen Energieanzeigers.

Der Widerstand w muß möglichst wenig Selbstinduktion und möglichst wenig eigne Kapazität besitzen. Die Selbstinduktion führt bei seinem Einschalten im Resonator zu einer Verstimmung, wodurch der Ausschlag im Energieanzeiger fehlerhaft beeinflußt wird. Man muß deswegen bei der Messung darauf achten, daß nach Einschalten des Widerstandes der Resonator auf den erregenden Kreis auch abgestimmt bleibt. Ist dies nicht der Fall, so kann man sich mit einer jedesmaligen Nachstimmung bei Einschalten des Widerstandes helfen. Jedoch wird dann der Ausschlag α_1 nicht allein durch das Einschalten des Widerstandes w, sondern auch durch die zur neuen

Abstimmung notwendigen Änderungen, entweder an den Schwingungskonstanten im Erreger oder im Resonator, beeinflußt. Es kann daher hierbei von Vorteil sein, diese Beeinflussung des Ausschlags annäherungsweise rechnerisch zu berücksichtigen.

Gefährlicher für das Resultat der Messung, als diese am Widerstand w zu berücksichtigende Selbstinduktion sind kapazitive Eigenschaften des Widerstandes. Um den Widerstand genügend groß zu machen, läßt es sich meist nicht vermeiden, denselben aus mehreren hin- und hergehenden Windungen zu gestalten. Wenn man hierbei auf die Lage der einzelnen Windungen zueinander nicht besondere Rücksicht nimmt, wird durch die gegenseitige Lage der einzelnen Windungen sehr leicht der Widerstand mit einer für die Messung beträchtlichen Kapazität behaftet. Hierdurch entsteht folgende Fehlerquelle:

Der Hochfrequenzstrom, der durch den Widerstand hindurchgehen soll, fließt nicht in seiner Gesamtheit durch den ganzen Widerstandsdraht hindurch, sondern ein Teil desselben geht als Verschiebungsstrom durch die Kapazität des Widerstandes. Wenn man nun in die Beziehung für Δd_2 oder Δd_a den Widerstand w einsetzt, so begeht man hierdurch einen Fehler, über dessen Größe man sich nur dann Rechnung geben könnte, wenn man das Verhältnis zwischen dem durch den Widerstandsdraht gegangenen Strom zu dem durch die Kapazität des Widerstandes hervorgerufenen Verschiebungsstrom kennen würde. Dieses Verhältnis ist aber, abgesehen von der Gestaltung des Widerstandes, noch besonders abhängig von der Schwingungszahl der benutzten Hochfrequenzströme. Unterzeichneter hat daher bei seinen Messungen Widerstände angewendet, deren Gestalt aus der Fig. 2 S. 314 zu ersehen ist. Dieselben wurden im Sinne des in der Zeichnung enthaltenen Pfeils aufgerollt und es wurde durch diese Gestaltung des Widerstandes vermieden, Elemente des Widerstandsdrahtes, die im Potential weit auseinander liegen, räumlich eng aneinander zu gruppieren. Hierdurch kann die Kapazität des Widerstandes sehr gering und bei den technischen Wellenlängen vernachlässigbar gemacht werden.

Eine andere Schwierigkeit für den Bau des Widerstandes besteht darin, daß der bei Gleichstrom gemessene Widerstand infolge des Skineffektes dem bei Hochfrequenz auftretenden nicht ohne weiteres entspricht. Sind die Energieen, die in dem Resonanzkreis schwingen, sehr klein, so kann der Widerstand aus sehr dünnem Widerstandsmaterial gewählt werden, und hierfür kann man dann bei geeigneter Wahl des Materials (z. B. Manganin oder Constantan) mit großer Annäherung annehmen, daß der Hochfrequenzwiderstand gleich dem mit Gleichstrom

gemessenen ist. Will man jedoch einen Resonanzkreis untersuchen, der bei seiner Anwendung große Energie enthält, so soll man, um ein richtiges Resultat zu bekommen — wie schon oben erwähnt — auch bei der Messung möglichst dieselben Energien in ihm zur

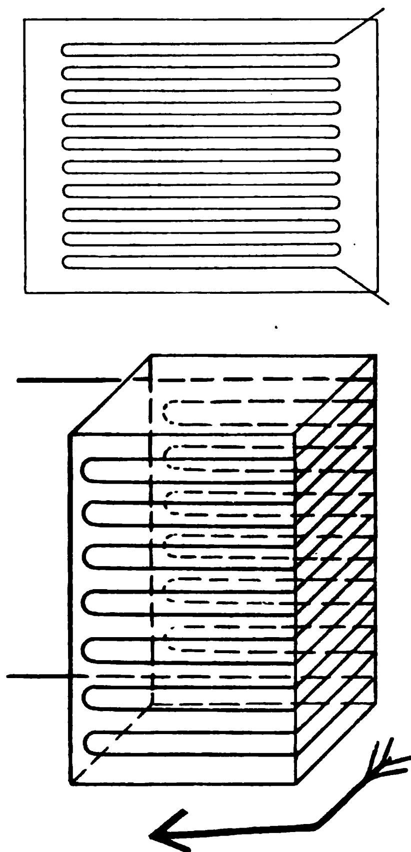


Fig. 2.

Schwingung bringen. Dann ist aber die Verwendung solcher Widerstände mit sehr dünnem Querschnitt nicht möglich, weil diese die Energie, die bei der Messung im Widerstand verzehrt werden muß nicht aufnehmen können. Man ist dann genötigt, zu stärkeren Querschnitten bei der Konstruktion des Widerstandes überzugehen und dann kann man nicht mehr den Hochfrequenzwiderstand infolge des

Einflusses von Skineffekt und Wirbelströmen gleich dem gemessenen Gleichstromwiderstand setzen. Es hilft hierbei der Ausweg, jedesmal bei der benutzten Wellenlänge den Hochfrequenzwiderstand des benutzten Widerstandes w durch Messung festzustellen. Man schaltet zu diesem Zwecke diesen Widerstand in einen Resonanzkreis ein und wählt die Verhältnisse so, daß durch ihn die Dämpfung dieses Resonanzkreises wesentlich erhöht wird; dann bestimmt man mit Hilfe eines induzierenden Erregerkreises einmal die Summe $d_1 + d_2$, das andere Mal $d_1 + d_2 + \Delta d_2$. Kennt man nun die Kapazität C des betreffenden Resonanzkreises hierbei und die benutzte Wellenlänge λ_r, so gilt, wie schon oben mehrfach erwähnt, die Beziehung:

$$\Delta d_2 = \frac{2}{300} \cdot \frac{Cw}{\lambda_r}.$$

Da man nun aus den beiden Messungen das Δd_2 ermittelt hat, kann man aus dieser Beziehung das w berechnen. Dasselbe gilt naturgemäß nur für eine ganz bestimmte Wellenlänge und müßte bei Benutzung des Widerstandes für wesentlich andere Wellenlängen von neuem bestimmt werden.

Es wurde deswegen vom Verfasser für derartige Messungen eine geeignetere Konstruktion angegeben. Dieselbe besteht darin, den Widerstand ähnlich wie bei den Selbstinduktionsspulen der Hochfrequenztechnik in einzelne feine Widerstandsdrähte zu unterteilen und diese Widerstandsdrähte miteinander zu verdrallen, zu verseilen o. dgl. Diese einzelnen Widerstandsdrähte müssen natürlich durch eine feine Isolationsschicht, die auf den einzelnen Drähten angebracht ist, voneinander isoliert werden.

Bei Verwendung des Energieanzeigers gilt sinngemäß das bei der Oszillatormessung unter I. Gesagte, doch ist bei der Resonatordämpfungsmessung noch besonders folgendes zu beachten:

Enthält der zu untersuchende Resonator schon von selbst einen Energieanzeiger (wie z. B. bei Wellenmessern oder auch gewissen Empfangsschwingungskreisen), so kann derselbe ohne weiteres benutzt werden, und muß man lediglich bei Benutzung desselben darauf achten, daß sein Ausschlag auch proportional dem Quadrat des im Resonanzkreis fließenden Stromes ist. Enthält jedoch der zu untersuchende Resonator keinen Energieanzeiger (wie z. B. bei Luftleitergebilden oder gewissen Empfangskreisen), so muß man in den zu untersuchenden Resonator einen solchen Energieanzeiger einschalten. Hat man genügende Energie im Resonanzkreis zur Verfügung, so ist es meist

leicht, sich einen hinreichend empfindlichen Anzeiger zu beschaffen und denselben in dem zu untersuchenden Resonator so einzuschalten, daß er selbst dessen Dämpfung nicht wesentlich beeinflußt. Bei der Messung der Dämpfung von Luftleitergebilden, die man mit starken Funkensendern erregt, dürfte dies meist leicht sein und es wird vielfach genügen, ein leidlich empfindliches Hitzdrahtinstrument derart in den Luftleiter einzuschalten, daß es selbst die Dämpfung desselben nicht wesentlich erhöht. Bei der Messung der Dämpfung von Empfangskreisen jedoch wird es meist nicht möglich sein, erhebliche Energie mittels Funkensendern in ihnen zur Schwingung zu bringen, und infolgedessen wird man meist ganz empfindliche Energieanzeiger (Spiegelgalvanometer) in Verbindung mit Thermoelementen oder Bolometern verwenden müssen. Will man jedoch mehr technische Instrumente, wie z. B. die Hartmann & Braunschen Galvanometer, bei denen ein Teilstrich 10^{-5}—10^{-6} Amp. beträgt, oder das bekannte Siemenssche Fadengalvanometer, dessen Teilstrich auch 10^{-6} Amp. anzeigt, benutzen, so wird es vielfach nicht möglich sein, das betreffende Thermoelement so mit dem Resonanzkreis zu verbinden, daß es keinen wesentlichen Einfluß auf dessen Dämpfung ausübt. Man muß dann bei der Messung den Dämpfungsanteil des Energieanzeigers an der Gesamtdämpfung des Resonanzkreises berücksichtigen. Hat man z. B. das Thermoelement direkt in den Resonanzkreis eingeschaltet, so berechnet sich aus der schon mehrfach gebrachten nachstehenden Beziehung dieser Dämpfungsanteil Δd_2 auf sehr einfache Weise:

$$\Delta d_2 = \frac{C w_e}{\lambda} \cdot \frac{2}{300}.$$

Hierbei ist wieder C die Kapazität des Resonanzkreises elektrostatisch in Zentimeter, λ die Wellenlänge in Meter und w_e der Widerstand des Thermoelementes in Ohm. Oft muß man jedoch das Thermoelement induktiv oder parallel zu einem Wechselstromwiderstand (kleiner Selbstinduktion oder großen Kondensator) in den Resonator einschalten. Dann ist es nicht immer durch einfache Berechnung möglich, den Dämpfungsanteil des Energieanzeigers festzustellen. Hier führt meist folgende einfache Messung zum Ziel:

Man erregt den Resonator, wie schon mehrfach beschrieben, von einem geeigneten Oszillator aus und schaltet außer den zur Dämpfungsmessung des Resonators benutzten Energieanzeiger noch einen zweiten, am besten ähnlichen oder noch empfindlicheren ein und liest nun die Ausschläge an diesem zweiten Energieanzeiger ab, indem man den

ersten einschaltet und kurz schließt. Mit Hilfe des unter II. b) Angegebenen kann man dann den Dämpfungsanteil Δd_2 von besagtem ersten Energieanzeiger leicht feststellen.

Weiterhin berücksichtige man bei der Vornahme der Messung II. b) noch folgendes:

Man nehme die verschiedenen Ablesungen mit eingeschaltetem Widerstand und kurzgeschlossenem Widerstand im Resonanzkreis möglichst schnell hintereinander vor. Zu dem Zweck benutzt man vorteilhafterweise und am bequemsten einen Morsetaster parallel zum betreffenden Widerstand. Für größere Genauigkeiten der erhaltenen Resultate ist es vorteilhaft, die Messungen bei verschiedenen Widerstandsgrößen zu unternehmen und das Mittel aus den gefundenen Werten d_2 zu benutzen. Die Genauigkeit der Methode ist um so größer, je geringer die Größe von d_1 ist. Es ist daher meist nicht vorteilhaft, d_1 künstlich zu vergrößern, um bei der Berechnung von d_2, $d_1 + d_2$ gleich annähernd $d_1 + d_2 + \Delta d_2$ setzen und dadurch die Rechnung und Messung wesentlich vereinfachen zu können. Mit der vereinfachten Messung muß man sonst eine beträchtliche vergrößerte Ungenauigkeit des Resultates in den Kauf nehmen.

Es ist bei all diesen Messungen von großem Vorteil, auch bei Benutzung von gedämpften Schwingungen sich über die einzelnen vorliegenden Verhältnisse durch überschlägige Berechnungen mittels der einfachen Wechselstromgleichungen Aufklärung zu verschaffen, und vor allen Dingen sich darüber zu unterrichten, was man bei den einzelnen Messungen, ihrer Schnelligkeit und Einfachheit zuliebe, vernachlässigen kann und was nicht. Wenn auch diese Rechnungen bei gedämpften Schwingungen nicht genau gelten, so sind die gefundenen Werte doch bei den meist vorkommenden, ziemlich lang anhaltenden Schwingungen genügend zutreffend.

Zu Methode c): Die unter c) beschriebenen Methoden 1. und 2. sind ohne weiteres bei allen Stationen und in allen Laboratorien anwendbar, in denen kontinuierliche Schwingungen zur Verfügung stehen. Werden dieselben mit Lichtbogenanordnungen erzeugt, so ist hierbei Voraussetzung, eine genaue Messung, ein ruhiges und konstantes Brennen des Lichtbogens (Generators). Hierzu ist notwendig, eine genügende Konstanz sowohl der Intensität, als auch der Frequenz der erzeugten Schwingungen. Diese Konstanz muß um so größer sein, je geringer die Dämpfung des zu untersuchenden Kreises ist. Genaueres hierüber findet man bei der schon erwähnten Arbeit von Traubenberg und Monasch.

Im übrigen gilt auch hierfür sinngemäß das zu Methode b) Gesagte.

Zu Methode a): Diese Methode wurde bereits im Jahre 1905 auf Anregung des Straßburger Physikalischen Instituts von Rausch von Traubenberg und dem Verfasser im Laboratorium der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie Berlin, zu Meßzwecken angewendet. Um hierbei richtige Resultate zu erhalten, wurde bei den damaligen Messungen der Stoßerregerkreis durch Flüssigkeitswiderstände ziemlich stark gedämpft und verhältnismäßig lose mit dem zu untersuchenden Resonanzkreis gekoppelt.

Die Resultate dieser Methoden waren in befriedigender Übereinstimmung mit den Resultaten anderer Methoden. Bei der damaligen Benutzung war jedoch der Umstand besonders hinderlich, daß selbst bei verhältnismäßig großer Energie im Stoßerregerkreis infolge der starken künstlichen Dämpfung des Oszillators, und dessen loser Koppelung mit dem zu untersuchenden Resonator in diesem nur wenig Energie zur Schwingung gebracht werden konnte. Entsprechend mußten im zweiten Resonanzkeis (Meßkreis) besonders empfindliche Energieanzeiger Verwendung finden.

Neuerdings hat nun M. Wien in der oben zitierten Arbeit eine Art der Benutzung des Stoßerregerkreises und Koppelung desselben mit dem Resonanzkreis veröffentlicht, welche diesen Fehler der Methode vollkommen beseitigt. Er hat gefunden, daß der aus der Rechnung zu erwartende schädliche Einfluß einer zu starken Koppelung zwischen Stoßerregerkreis und zu untersuchendem Resonanzkreis wegen des eigentümlichen Verhaltens der geeigneten Funkenstrecken praktisch nicht eintritt.

Es wird deswegen diese Methode nicht allein vorteilhaft zur Messung der Dämpfung von Resonanzkreisen benutzt, sondern auch bereits für Geber in der drahtlosen Telegraphie verwendet.

Bei der Messung mit Hilfe dieser Methode müssen aber auch gewisse Fehlerquellen sorgfältig vermieden werden und zwar vor allen Dingen, wenn es gilt, Resonanzkreise mit außerordentlich geringer Dämpfung zu untersuchen.

M. Wien nennt als hauptsächlichste Bedingungen für gutes Funktionieren der Methode folgendes[1]):

Die Dämpfung des Stoßerregerkreises muß mindestens zehnmal größer sein, als die des zu untersuchenden Resonators,
der Meßkreis muß möglichst schwach gedämpft sein,
die Koppelung darf nicht zu eng gemacht werden.

1) M. Wien, Jahrb. 1, 469, 1908.

Es sind mit Vorteil Funkenstrecken zu verwenden, welche möglichst schnell nach ihrem Einsetzen infolge der ihnen durch den Resonanzkreis entzogenen Energien abreißen. Bekanntlich steigt die Dämpfung einer Funkenstrecke an, wenn man dem Schwingungskreis, in dem sie eingeschaltet wird, durch irgend welche anderen Mittel Energie entzieht. Dieser Umstand scheint nach den Versuchen von Glatzel besonders bei der Hg-Funkenstrecke eine wichtige Rolle zu spielen.

Eine andere Arbeit[1]) im gleichen Jahrbuch von A. Espinosa de la Monteros behandelt ebenfalls diese für die vorliegende Methode günstigsten Funkenstrecken. Aus diesen, wenn auch noch nach verschiedenen Richtungen hin unvollständigen Ausführungen scheint hervorzugehen, daß eine unterteilte Wasserstoff-Funkenstrecke für die Durchführung der Methode, besonders hinsichtlich ihres Wirkungsgrades, am besten geeignet ist. (Schluß folgt.)

1) Jahrb. 1, 480, 1908.

(Eingesandt 15. September 1908.)

Mitteilungen aus der Praxis.

Die Entwicklung der Apparatur in der drahtlosen Telegraphie.

Von **Eugen Nesper.**

(Fortsetzung.)

B. Induktanzvorrichtungen.

Bei den ursprünglichen Anordnungen der Funkentelegraphie war von Abstimmung und Varibilität keine Rede. Es genügte daher zur Abstimmung von schwingungsfähigen Gebilden, daß irgendwie gestaltete Induktanzen und Kapazitäten zusammen geschaltet wurden. Die elektrischen Größen der Einzelelemente waren nicht erkannt, die Dimensionen spielten daher keine Rolle. Nur so ist es verständlich, daß die Apparate aus jener Zeit zum Teil so außerordentlich „verdimensioniert“ sind.

Es war infolgedessen damals weder der Wunsch vorhanden, noch waren Ausführungen bekannt, die eine Veränderung der Induktanz zuließen. Es wurden Pappe- oder Holzzylinder mit isoliertem Draht bewickelt und sobald die Wirkung nicht die gewünschte war, wurden diese Spulen gegen andere vertauscht.

Aus diesen Gesichtspunkten heraus entstanden Spulensätze, welche aus mehreren verschieden großen Selbstinduktionsspulen bestanden. Derartige Spulensätze wurden unter anderem von der funkentelegraphischen Abteilung der A. E. G. angewendet (siehe z. B. Installation auf dem „Seeadler" 1901).

Der nächste selbstverständliche Schritt war, diese Selbstinduktionsspulen so zu bemessen, daß sie in Verbindung mit einem Drehplatten-

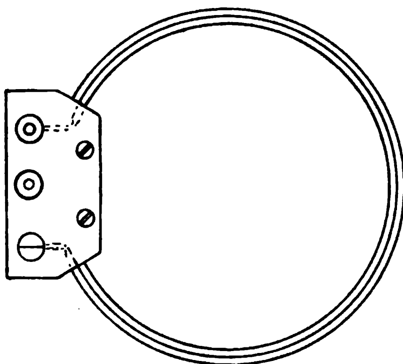


Fig. 1.

kondensator eine fortlaufende Wellenskala ergaben. Von Bedeutung ist dies namentlich beim Wellenmeßsystem, wo mit einer kleinen Schwingungskreisapparatur ein möglichst großer Wellenbereich beherrscht werden muß.

Fig. 1 zeigt eine derartige auswechselbare Spule der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie, welche auf einen bestimmten Induktanzbetrag abgeglichen ist und die zusammen mit einem variablen Kondensator eine fortlaufende Wellenskala ergibt.

Diese Spulen werden zweckmäßig aus nicht zu schwachem isolierten Draht hergestellt, damit eine Veränderung der Spulenform, die auch eine Veränderung der Induktanz zur Folge hätte, nicht eintritt. Die Spulenenden sind an ein Hartgummistück geführt, welches die Kontaktorgane trägt.

Ein Nachteil dieser Spulen ist bei großen Induktanzbeträgen ihre relativ große Eigenkapazität, da die Spulen nicht einreihig gewickelt werden, um freitragend sein zu können.

Eine weitere konstruktive Ausbildung dieser Spulen beruht darin, daß die einzelnen Spulen des Satzes mit verschiedenem Durchmesser hergestellt werden, um ineinander gesteckt transportiert zu werden. Diese Ausführungsform gelangt beim Universal-Wellenmesser der C. Lorenz Aktiengesellschaft zur Anwendung. Diese einseitig gewickelten Spulen sind in ihrer Form unveränderlich und dämpfen relativ wenig.



Fig. 2.

Man kann derartige Spulensätze auch in der Weise benutzen, daß man die einzelnen Spulen hintereinander schaltet und so bei einem Geringstmaß von Platzbeanspruchung ein Maximum von Selbstinduktion herstellt.

Eine andere Ausführungsform, fester in ihrer Induktanz unveränderlicher Spulen, gibt Fig. 2 wieder. Hierbei soll bei möglichst geringen Verlusten im Dielektrikum eine Spannungstransformation bewirkt werden, wobei auf die leichte Auswechselbarkeit der Spule besondere Rücksicht genommen ist. Hierzu ist sehr feiner mit Seide isolierter Draht auf einem zylindrischen Glaskörper oben und unten so aufgewickelt, daß in der Mitte des Glaskörpers mehrere Lagen stärkeren mit Gummi isolierten Drahtes Platz finden. Die Verbindung

ist so getroffen, daß letztere mit einem Schwingungssystem zusammengeschaltet werden, das niedrige Spannungsamplituden besitzt, und daß die Enden des dünnen Drahtes in ein Sekundärsystem durch einfache Stöpselung eingeschaltet werden, wobei in diesem große Spannungsamplituden erzeugt werden.

Bemerkenswert ist hierbei die konstruktive Lösung der Aufgabe, indem mit einem Handgriff zwei Schwingungssysteme geschlossen werden.

Die in ihrem Induktanzbetrage unveränderlichen Spulen in elektrischer Beziehung zu verbessern ist oftmals versucht worden.

Zuerst war es wohl Tesla, der seine spiralförmig gewickelten Spulen durch künstliche Kühlmittel auf niedriger Temperatur zu halten versuchte (D. R. P. 186 841), um den Leitungwiderstand und damit die Dämpfung niedrig zu halten.

Dieses Vorgehen ist aus dem Grunde unrichtig, weil es überhaupt schon vermieden werden muß, daß die Spule eine nennenswerte Erwärmung erfährt. Außerdem wird nur beim Sender, wo es wenig ausmacht, der Widerstand durch Erwärmung erhöht, für den Empfänger kommt dies gar nicht in Betracht.

Weit richtiger war es, die Oberfläche der Spulenwindungen aus einem gut leitenden Material herzustellen und so den Widerstand zu reduzieren. Nach den Arbeiten von Bjerknes wird die Dämpfung eines Leiters wesentlich herabgesetzt, wenn die Oberflächenschicht z. B. aus Silber oder elektrolytisch niedergeschlagenem Kupfer besteht. Die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie versilbert daher bei einigen ihrer Spulenkonstruktionen die Oberfläche.

Ein wirksameres Mittel, die Verluste in Spulen herabzusetzen, die sich außer den durch Ohmschen Widerstand hervorgerufenen, durch Skineffekt und Wirbelströme zusammensetzen, besteht darin, als Leitungsmaterial Litze zu nehmen, welche verdrallt, verseilt oder verklöppelt ist (Dolezalek). Hierdurch kommen in kurzen Abständen stets neue Leiterteile an die Oberfläche und in das Spulenfeld.

Dies kommt um so mehr in Betracht, je kleiner die Wellenlänge ist. Bei großen Wellenlängen ist der Unterschied zwischen Litze und Volldraht nur gering. Wesentlich ist ferner, daß bei isolierten Drähten das Isoliermaterial wesentlich dämpft. Sogenannte Lack- oder Acetatisolation ruft in vielen Fällen eine Veränderung der Oberflächenschicht des Leiters hervor und es wird hierdurch der Widerstand und damit die Dämpfung der Spule nicht unwesentlich erhöht.

Besteht die Absicht, derartige wenig dämpfende Spulen auf ein Minimum des Platzbedarfs zusammenzudrängen, so kann man nach dem

Vorschlage Wiens die aus Litzen geflochtenen oder aus Flachkupfer hergestellten Bänder hochkant gestellt verwenden und den Spulen entweder Zylindergestalt oder wenn man mit sehr wenig Platz auskommen will, spiralförmige Gestalt (Tesla) geben. Derartige Anordnungen werden in der strahlentelegraphischen Praxis neuerdings von de Forest und Telefunken angewendet.

Wenn man auch mit den oben erwähnten Spulensätzen verschiedene Induktanzbeträge herstellen kann, so ist diese Anordnung weder besonders bequem, noch ist es möglich, kleinere Induktanzen zu benutzen, da erst Zwischenleitungen angewendet werden müssen und man auf die Spulenkörper nur wenige Windungen aufwickeln kann, ohne ein ungünstiges Verhältnis zwischen Induktanz und Wickelraum zu haben.



Fig. 3.

Man hat früher Spulen in der Weise hergestellt, daß man die Isolation an einer Mantellinie entfernte und angeschärfte Metallstücke mit Leitungsanschlüssen zwischen die Windungen steckte. Später ist man zu folgenden Anordnungen gekommen.

Für Laboratoriumsversuche (Fig. 3) wickelt man auf einen Glaszylinder mehrere Windungen verschiedener Drahtlänge, deren Enden an Kontaktbuchsen einer mit dem Glasgefäß verbundenen Hartgummileiste angeschlossen sind. Durch Einschalten der betreffenden Kontaktbuchsen kann jede der aufgewickelten Spulen einzeln benutzt werden. Dadurch daß in jedes Kontaktbuchsenpaar ein Stöpsel eingesetzt wird, können ferner beliebig viele Spulen hintereinander geschaltet werden.

Außerdem kann diese Anordnung zu Koppelungszwecken benutzt werden.

Für Installationen ist der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie

eine Spuleneinrichtung geschützt (D. R. P. 184387), bei der mehrere auf gleiche oder verschiedene Induktanz abgeglichene Spulen gleichen Durchmessers aufeinander gesetzt werden, die durch mit entsprechenden Kontaktbuchsen versehene Kontaktleisten betätigt werden. Die Konstruktion, die aus Fig. 4 hervorgeht, ist hierbei derart, daß mehrere mit verschieden voneinander entfernten Kontaktbuchsen versehene Leisten vorhanden sind, um verschiedene Spulen und damit verschiedene Selbstinduktionen einzuschalten.

Diese Konstruktion ist aus den eingangs erwähnten Spulensätzen der funkentelegraphischen Abteilung der A. E. G. (Scheller) hervorgegangen und hat den Vorteil, daß nicht benutzte Spulen bzw. Drahtenden nicht schädlich mitschwingen können, da die Abschaltung doppelpolig ist.

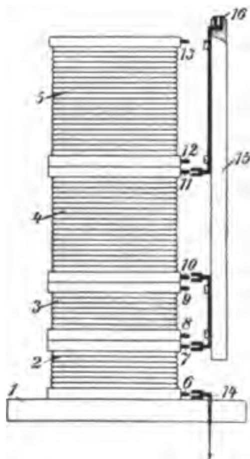


Fig. 4.

Für einen besonderen Zweck, nämlich dann, wenn die Induktanzspule schwer zugänglich ist, hat die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie eine drehbare Induktanzspule konstruiert (D. R. P. 1865907), wobei die Spule um eine Achse gedreht wird und mit Kontaktlöchern ausgerüstet ist, in welche ein Kontaktstöpsel eingeführt werden kann, der parallel zur Spulenachse in einer Geraden beweglich ist. Es ist hierbei leicht möglich, die einen verhältnismäßig großen Platz beanspruchende Spule in einem weniger bequem zugänglichen Teil der Station anzubringen, und die geringen Raum einnehmende Kontaktvorrichtung an einer bequem zugänglichen Stelle zu montieren. In

Betracht kommt diese Anordnung höchstens bei Sendern, da so große Abmessungen bei Empfängern nicht auftreten.

Von den weiteren in der strahlentelegraphischen Praxis vorkommenden Einrichtungen mit stufenweise regelbarer Induktanz seien nur noch die von Fleming herrührende Drehanordnung und der Multiplikations- und Wellenmeßstab von Slaby erwähnt.

Das erstere (Fig. 5) ist der Wheatstone-Kirchhoffschen Brücke in der Kohlrauschschen Ausführungsform überaus ähnlich. Ein kontaktmachendes Organ (Rolle) springt von Windung zu Windung bei Drehung der Induktanzspule und schaltet hierdurch Selbstinduktion zu oder ab. Der Kontaktdruck ist hierbei jedoch nur gering und das freie Spulenende schwingt mit.

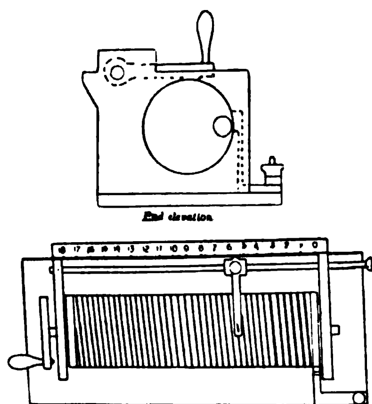


Fig. 5.

Dieselben Nachteile besitzt der Multiplikationsstab, welcher aus einem Glasrohr besteht, auf das sehr dünner, mit Seide isolierter Kupferdraht aufgewickelt ist, wobei das untere Drahtende an eine Metallbuchse geführt ist, die von einer Hand gehalten wird, während die andere Hand einen am besten geerdeten Metallstift längs des Spulendrahtes bewegt. Hierdurch werden ebenfalls verschieden große Induktanzbeträge eingeschaltet.

Für bestimmte Zwecke, namentlich für Empfänger kann es von Wert sein, die Selbstinduktion kontinuierlich zu variieren. Dies kommt insbesondere dann in Betracht, wenn mehrere zusammenarbeitende Systeme abgeglichen werden sollen und der Veränderungsbereich groß sein soll.

Zwar hat schon Lecher 1890 allmählich variable Drahtsysteme hergestellt, wobei auf zwei parallel zueinander gespannten Drähten ein Metallreiter bewegt werden konnte; es war aber bei seiner Anordnung die Selbstinduktion nicht lokalisiert, worauf es hier allein ankommt und außerdem war der Variationsbereich nur gering.

Eine lokalisierte Induktanz in Verbindung mit einer großen Veränderungsmöglichkeit war erst durch die „Standarts of Selfinduction" von Ayrton & Perry möglich geworden, die mit den modernen Selbstinduktionsvariometerkonstruktionen fast völlig übereinstimmen.

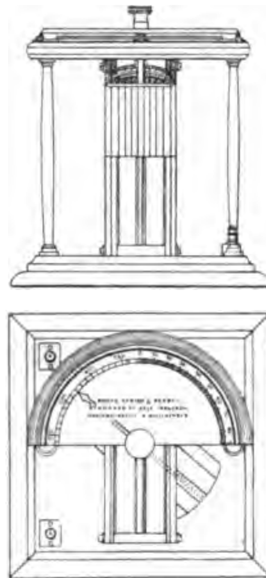


Fig. 6.

Die Ayrton-Perrysche Induktanzeinrichtung (Fig. 6) zeigt zwei auf Rotationskörper (Kugelflächen) gewickelte Spulen, die drehbar ineinander angeordnet sind. Die äußere Spule steht fest, die innere kann mittels eines durch die obere Grundplatte hindurchgehenden Knopfes gedreht werden. Letzterer besitzt einen Zeiger, der eine Skala bestreicht, die bei Ayrton & Perry in Millihenry geeicht war.

Sind beide gleichsinnig gewickelte Spulen ineinander gedreht, ist die Induktanz ein Maximum. Werden dagegen die Spulen und damit auch die Felder gegeneinander verdreht, so ist die Induktanz bedeutend geringer als vordem und sie wird durch weitere Drehungen, bei denen

die Spulen in ihrem Wicklungssinn eine gegeneinander gerichtete Lage einnehmen, noch weiter herabgesetzt, indem dann die Felder nahezu vollständig gegeneinander gerichtet sind.

Für Laboratoriumsversuche mit schnellen elektrischen Schwingungen sind derartige Selbstinduktionsvariometer wohl zuerst von M. Wien angewendet worden. Ähnliche Apparaturen benutzten bald darauf Shoemaker und Ives de Forest (1904) in Amerika und Dr. Rudolf Franke in Hannover als Anzeige- und Meßapparate der drahtlosen Telegraphie. Die beiden ersteren wickelten jedoch, um die Herstellung zu erleichtern, die Spulen auf Zylinderkreisflächen, während Franke die äußere Spule in den Innenraum einer Kugelfläche wickelte.

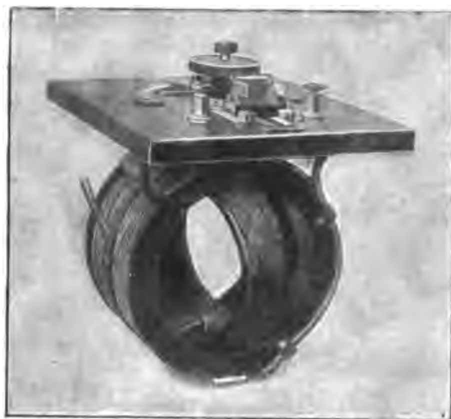


Fig. 7.

Genau dieselbe Konstruktion wurde später von der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie angewendet, wobei es sich zeigte, daß der Vorteil, Luft zwischen den Spulen zu haben, mit dem Nachteil erkauft wurde, daß die Wicklung im Innern nur lose befestigt werden konnte und bei Erschütterungen sich leicht ablöste.

Erst durch die für das gute Funktionieren der Selbstinduktionsvariometer unbedingt erforderliche sorgfältige Ausführung, und besondere Beobachtung mehrerer Kunstgriffe bei der Herstellung, wie der Kontaktgebung zwischen beweglichen und festen Spulen, ist es der C. Lorenz Aktiengesellschaft gelungen, die Selbstinduktionsvariometer in größerer Menge in die strahlentelegraphische Praxis einzuführen.

Zwei Typen dieser Firma sind in den Fig. 7 und 8 wiedergegeben.

Bei dem sogenannten einfachen kleinen Variometer (Type V. I nicht dargestellt) sind die ineinander drehbaren auf Kugelflächen aufgewickelten Spulen in einem polierten Holzgehäuse untergebracht. Auf dieses ist ein Hartgummigestell aufgeschraubt, das außer der Dreh- und Feststellvorrichtung der Spulen noch die Skala, Anschläge und zwei Anschlußschraubkontakte trägt. Die Ausführung ist nahezu dieselbe wie die des großen Variometers (Type V. G), das Fig. 7 ohne Schutzkasten wiedergibt. Das kleine Selbstinduktionsvariometer wird so gewickelt, daß es einen Induktanzbereich von etwa $2{,}10^4$ cm bis $3{,}10^5$ cm beherrscht, während das große Variometer für eine Induktanz von ca. $3{,}10^5$ cm bis $2{,}9^6$ cm eingerichtet wird.

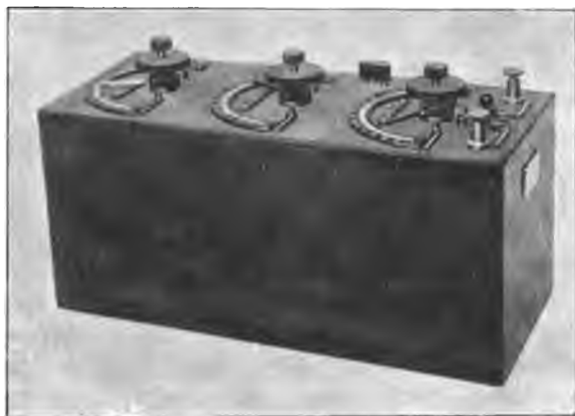


Fig. 8.

Auf der oberen, den Kasten abschließenden Hartgummiplatte ist außer dem die bewegliche Spule drehenden Knopf mit Feststellvorrichtung, der Skala und den Anschlußkontakten noch ein Messerschalter angebracht, der dazu dient, z. B. bei Anschaltung des Luftleiters an die Kontaktklemmen, das Variometer ein- oder auszuschalten.

Werden mehrere einfache Variometer unter Anwendung von Zwischengliedern hintereinandergeschaltet, so erhält man zweifache, dreifache und überhaupt mehrfache Variometer.

Fig. 8 gibt die Außenansicht eines dreifachen Variometers wieder. Die rechts im Bilde befindlichen Variometerspulen sind mit Litzendraht größeren Querschnittes bewickelt und für einen Induktanzbereich von ca. 300 bis 4000 cm gewickelt. Die daneben befindlichen Variometer-

spulen besitzen verdrallten Litzendraht geringeren Gesamtquerschnittes und beherrschen eine Induktanz von 3000—35000 cm. Die in der Figur



Fig. 9.

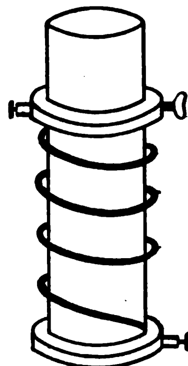


Fig. 10.

links wiedergegebenen Spulen sind für 25000—330000 cm gewickelt.

Die Hintereinanderschaltung der einzelnen Spulen, bzw. die Aus-

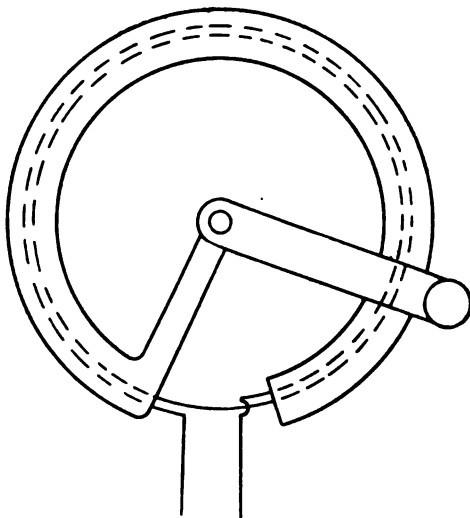


Fig. 11.

wahl eines der drei Variometer erfolgt in der Weise, daß die bei Nullstellung automatisch betätigten Kurzschlußschalter durch Drehen am Knopf ausgeschaltet werden.

Die rechts in der Figur sichtbaren Stöpsellöcher dienen dazu, entweder einen Kurzschlußbügel oder ein Zusatzvariometer einzuschalten, um den Induktanzbereich noch weiter zu vergrößern. Die beiden vorbeschriebenen Variometertypen der C. Lorenz Aktiengesellschaft können nicht nur in Empfangssystemen benutzt werden, sondern auch mit geringen Funkenspannungen beansprucht werden.

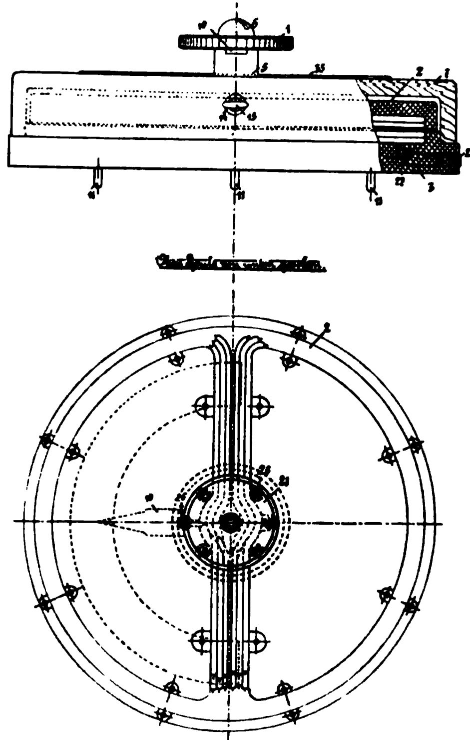


Fig. 12.

Auf anderen Wegen sind Queen & Co., Fleming, Ferrié und Rendahl dazu gelangt, die Induktanz allmählich zu verändern.

Queen & Co. benutzten eine Einrichtung (Fig. 9), bei welcher ein Kupferdraht von einer Walze abgerollt und auf eine andere Walze aufgerollt wird. Das zwischen den Walzen befindliche Drahtende schleift über einem Metallstück, das die eine Anschlußstelle bildet, während die Achse der einen Walze die andere Anschlußstelle bildet.

Die zwischen beiden befindliche Induktanz kann beliebig und allmählich verändert werden.

Bei der von Fleming angegebenen allmählich veränderlichen Induktanzeinrichtung (concertina coil) (Fig. 10) kann die Induktion nur innerhalb geringer Grenzen variiert werden, indem durch Bewegen des oberen Zylinders der Windungsabstand größer oder kleiner gemacht wird.

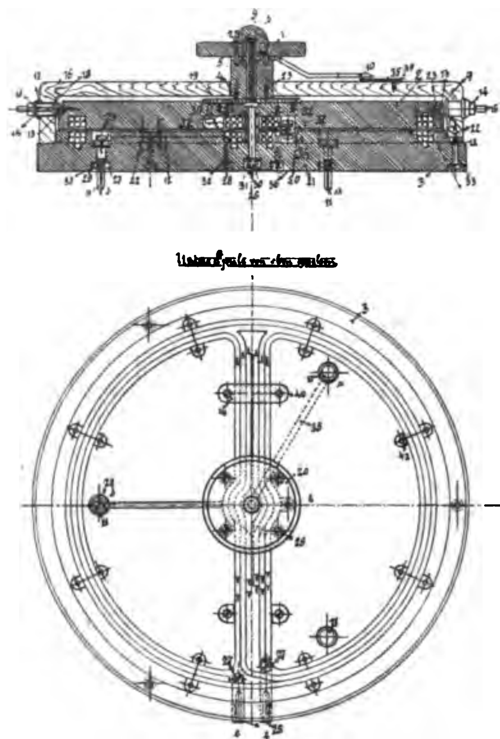


Fig. 13.

Größere Induktanzvariationen können mittels der von Ferrié angegebenen kontinuierlich regelbaren Selbstinduktion (D. R. P. Nr. 186368) hergestellt werden.

Der Gedanke dieser Anordnung, von der Fig. 11 eine Ausführung wiedergibt, ist der, daß eine um eine ringförmige Spule gelegte Metallröhre bei relativer Bewegung zur Spule die Induktionslinien entsprechend verändert bzw. absorbiert. Hierzu ist es erforderlich, daß

entweder die Röhre irgend eine Bewegung der Spule ausführt und hierdurch mehr oder weniger von den Spulenwindungen freigibt, oder es kann auch auf der äußeren Röhrenfläche ein Kurzschlußbügel gedreht und die Veränderung der Induktanz dadurch herbeigeführt werden, daß ein größerer oder kleinerer Teil der Röhrenfläche kurzgeschlossen wird.

In Fig. 11 ist rechts der kontaktmachende bewegliche Handgriff dargestellt.

Je größer die Windungszahl im Spuleninnern ist, um so größer ist die Variationsmöglichkeit.

Die von Rendahl angegebene allmählich variable Induktanzvorrichtung hat bei einer Wellenmesserkonstruktion Anwendung gefunden. Sie besteht (Fig. 12 und 13) aus einem oberen (7) und unteren (3) Spulenkörper, welche die Wicklungen enthalten. Beide Spulenkörper sind ebenso wie die Spulenkörper der Lorenzvariometer aus Hartgummi hergestellt. Der Oberteil (7) kann einschließlich seiner Wicklungen mittels eines Handgriffes (6) gedreht werden. Die jeweilige Stellung ist mittels Zeiger und Skala ablesbar.

Die Art der Wicklungsführung ist aus den Figuren ersichtlich. Bei 0^0 sind beide Spulen gegeneinander geschaltet und die Induktanz ist ein Minimum. Durch Drehung am Handgriff werden die Spulenfelder gleichgerichtet und es wird die Induktanz erhöht.

Diejenigen Selbstinduktionsspulen, welche zwar auch auf Sende- und Empfangsstationen benutzt werden, aber nicht zur Herstellung des schwingungsfähigen Gebildes dienen, wie z. B. Drosselspulen, sollen später bei den Hilfsapparaten behandelt werden. (Fortsetzung folgt.)

(Eingesandt 20. Dezember 1908.)

Patentschau.

Von **H. Eales.**

(Fortsetzung.)

Empfängerschaltungen für drahtlose Telegraphie.

Bei der Anordnung nach der Deutschen Patentschrift Nr. 197897 bzw. der amerikanischen Patentschrift Nr. 896130 der Marconis Wireless Telegraph Co. Ltd. ist ein Glühlampengleichrichter (Bauart Fleming) und ein Empfänger, der vorzugsweise durch ein Telephon

gebildet wird, in zwei getrennte, durch eine Induktionsspule (*n*) induktiv miteinander verbundene Stromkreise eingeschaltet (vgl. Fig. 29), derart, daß der im Stromkreis des Gleichrichters pulsierende Strom durch die Induktionsspule in einen Strom von niedrigerer Spannung

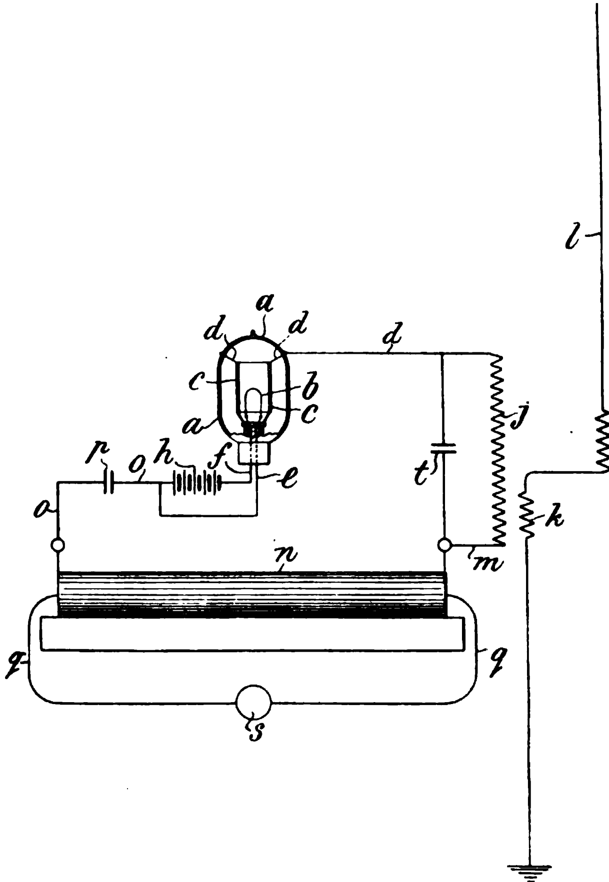


Fig. 29.

und höherer Stromstärke umgewandelt wird, auf welchen das Telephon in geeigneter Weise ansprechen kann. Zwecks Ausgleichs der Selbstinduktionswirkung der Induktionsspule (*n*) ist ferner in dem Stromkreis des Gleichrichters ein Kondensator (*p*) eingeschaltet, wobei an die Klemmen der den Stromkreis des Gleichrichters mit Strom speisen-

den, mit dem Luftleiter induktiv oder leitend verbundenen Spule (*j*) ein einen zweiten Kondensator (*t*) enthaltender Nebenschluß angeschlossen sein kann.

In der Deutschen Patentschrift Nr. 199461 bzw. der britischen Patentschrift Nr. 5497 vom Jahre 1908 von G. Reuthe und The

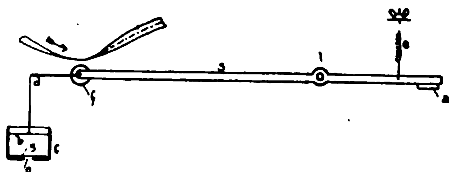


Fig. 30.

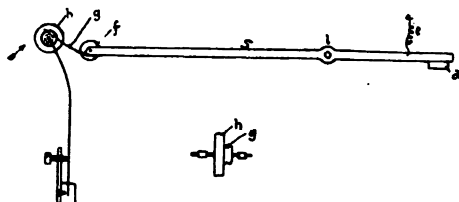


Fig. 31.

Amalgamated Radio Telegraph Co. Ltd. ist eine Kombination zwischen Klopfer und Schreiber bei strahlentelegraphischen Empfängern beschrieben, bei welcher ein Teil der schwingenden Bewegung des

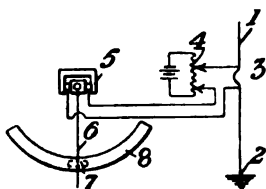


Fig. 32.

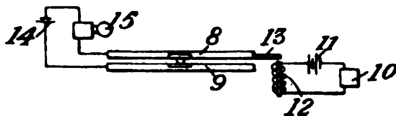


Fig. 33.

Schreibermechanismus durch eine zusätzliche Trägheit oder einen geeigneten Ersatz derselben verzögert wird, zu dem Zwecke, ein schnelles Folgen aus der Ruhestellung in die Arbeitsstellung und ein langsames Zurückkehren in die Ruhestellung zu erreichen. Verschiedene hierzu dienende Anordnungen sind in der genannten Patentschrift beschrieben.

Unter anderen kann die Verzögerung eines Teiles der Schwingungsbewegung durch Verdichtung oder Verdünnung von Gasen bewirkt werden (vgl. Fig. 30), auch können Flüssigkeiten zur Erzielung der Verzögerung benutzt werden. Bei Fig. 31 wird zum gleichen Zwecke die Friktion und Massenträgheit eines Rades benutzt.

Eine Anrufvorrichtung für Einrichtungen zur Übertragung von

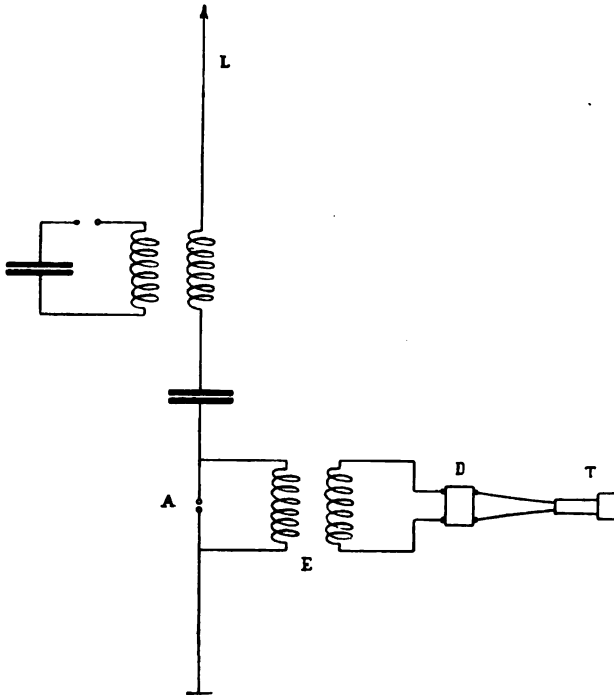


Fig. 34.

Zeichen mittels elektromagnetischer Wellen betrifft die Deutsche Patentschrift Nr. 201047 von Fessenden. Diese besteht aus einer mit dem Anzeigestromkreise verbundenen und in einem magnetischen Felde beweglichen Spule (5, Fig. 32), die einen Leiter (Zeiger 6) trägt, welcher periodisch zwischen zwei Backen (8, 9, Fig. 33) festgeklemmt wird. Diese tragen an den Stellen, denen gegenüber der Zeiger (6) sich in der Ruhestellung befindet, ein Isolierstück (7), sind aber im übrigen elektrisch leitend. 10 ist ein Uhrwerk, welches den Stromkreis der

Ortsbatterie 11 und des Magneten 12 periodisch schließt; sobald die bewegliche Spule (5) infolge Empfanges eines Signals verstellt wird, wird beim nächsten Zusammenklemmen der Backen (8, 9) unter Vermittelung des leitenden Zeigers (6) ein die Anrufvorrichtung beeinflussender Ortsstromkreis geschlossen.

Um während des Sendens kontrollieren zu können, ob eine andere Station gleichzeitig sendet, verwendet Scheller bei der Anordnung nach der Deutschen Patentschrift Nr. 204529 einen Telephonempfänger, welcher ständig an den Luftdraht geschaltet ist. In Fig. 34 ist diese Anordnung dargestellt. *L* ist der Luftdraht, der wie gewöhnlich mit einem Erregerkreis gekoppelt ist. In diesem Luftdraht befindet sich möglichst in einem Spannungsknoten eine Unterbrechungsfunkenstrecke *A* von geringem Elektrodenabstand. An diese Unterbrechungsfunkenstrecke

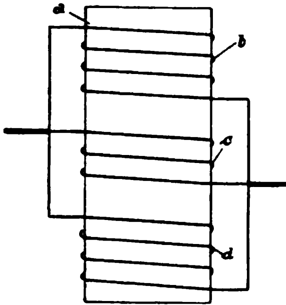


Fig. 35.

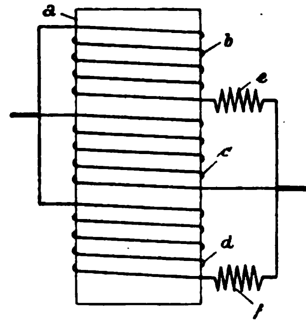


Fig. 36.

ist ein Empfangssystem *E* angelegt, das einen Detektor *D* haben muß, der durch Überbeanspruchung nicht zerstört wird, und dessen Ansprechen durch irgendeinen beliebigen Grad der Erregung sich im Telephon nur durch eine begrenzte, ziemlich geringe Lautstärke bemerkbar macht. Die geeignetsten Detektoren für diesen Zweck sind Magnetdetektoren mit nur wenig Eisen, mit geringer Hysteresis oder schwacher Magnetisierung.

Die Patentschrift Nr. 198245 von Artom betrifft einen Apparat zum Auffangen kreisförmig oder elliptisch polarisierter elektromagnetischer Wellen, dessen Beschreibung jedoch an dieser Stelle zu viel Raum in Anspruch nehmen würde.

Um die Empfangsfähigkeit einer strahlentelephonischen Station kontrollieren zu können, soll nach der Deutschen Patentschrift Nr. 199490 der Amalgamated Radio Telegraph Co. Ltd. (= brit. Patent

Nr. 11695 vom Jahre 1907) an einer beliebigen Stelle eines der Empfangsschwingungskreise ein mechanischer Unterbrecher verwendet werden, der durch geeignete Mittel periodisch in Betrieb gesetzt werden kann und die Erregung des Empfangsorganes aufhebt und wieder einsetzen läßt. Läßt man die Unterbrechervorrichtung laufen, so kann festgestellt werden, ob überhaupt Zeichen ankommen; diese machen sich in bekannter Weise durch ein Knacken im Telephon bemerkbar. Ist dies der Fall, so sind die Sendeorgane in Ordnung, und die störende Ursache für die telephonische Verständigung muß bei den Empfangsapparaten gesucht werden.

Hilfseinrichtungen für die drahtlose Telegraphie, z. B. Drosselspulen, Kondensatoren u. dgl.

Die durch Patent Nr. 200011 geschützte Spule für die Zwecke der Hochfrequenztechnik von C. Lorenz Akt.-Ges. besteht aus mehreren

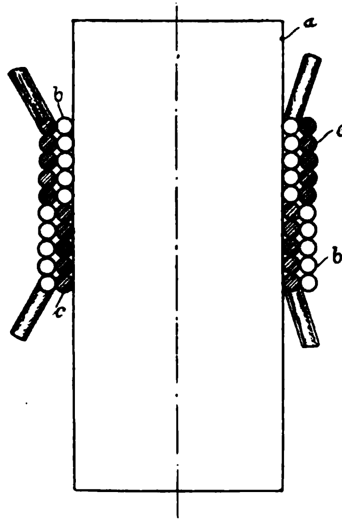


Fig. 37.

zueinander parallel geschalteten Spulen, wobei dieselben gleiche oder annähernd gleiche Induktanz besitzen, um die Stromverteilung in ihnen gleich oder annähernd gleich zu machen. Dies kann dadurch geschehen, daß die einzelnen Spulen in ihren Windungszahlen (Fig. 35) oder Windungsquerschnitten verschieden gemacht werden, oder daß den

einzelnen Spulen verschiedene und eventuell verschieden groß bemessene Wechselstromwiderstände (z. B. Selbstinduktionen oder Kapazitäten, Fig. 36)

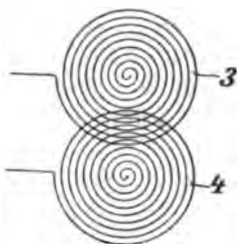


Fig. 38.

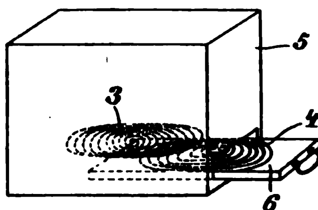


Fig. 39.

vorgeschaltet werden; der gleiche Zweck kann auch dadurch erreicht werden, daß die einzelnen Spulen eine derartige räumliche Anordnung

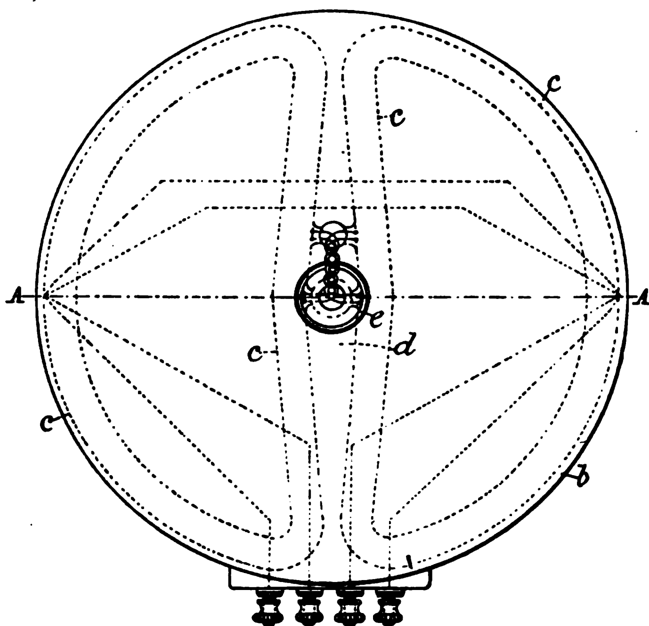


Fig. 40.

erhalten (Fig. 37), daß dieselben eine gleiche oder annähernd gleiche Kraftlinienzahl umschließen.

Die variable Selbstinduktion von Eisenstein nach D. R. P.

Nr. 204390 besteht aus spiralförmigen Körpern; zwecks Änderung des Koppelungsgrades bzw. des Selbstinduktionskoeffizienten werden dabei die flachen Spiralen derart parallel verschoben, daß sie sich mehr oder weniger, vollständig oder gar nicht überdecken (s. Fig. 38 und 39). Eine eisenfreie regelbare Drosselspule betrifft auch das D.R.P. Nr. 204409; sie besteht aus einem feststehenden Teil und einem beweglichen Teil, die eine oder mehrere isolierte Drahtwindungen von annähernd halbkreisförmiger Gestalt tragen, derart, daß die Windung oder Windungen eines Teiles über die Windung oder die Windungen des anderen Teiles bewegt werden kann bzw. können. Das Kennzeichen der Erfindung besteht nun darin, daß ein Teil oder jede der Spulen in zwei oder mehr Abteilungen gewickelt ist, welche an getrennten Klemmen angeschlossen sind, so daß sie einzeln oder gemeinschaftlich benutzt werden können. Die Ausführung dieser Drosselspule ist aus den Fig. 40 und 41 ohne weiteres ersichtlich.

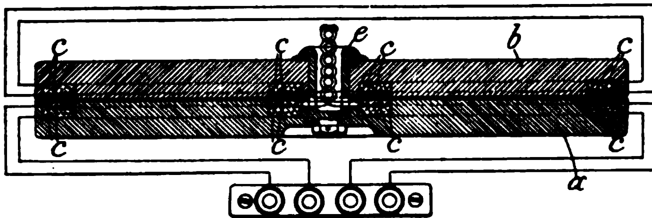


Fig. 41.

Unter Nr. 201268 ist an C. Lorenz Akt.-Ges. ein Patent erteilt worden auf einen elektrischen Kondensator. Bei diesem sind die festen oder die beweglichen Platten oder beide in verschiedenen Gruppen geschaltet, zu dem Zwecke, um bei Veränderung der Kapazität des Kondensators bei kleinen Kapazitäten größere Durchschlagsfestigkeit als bei größeren Kapazitäten zu erhalten. Die Schaltvorrichtung *i* (Fig. 42 und 43), durch welche die verschiedene Art der Gruppenschaltung der Platten bewirkt wird, ist mit einem Anschlag *q* versehen, welcher automatisch bewirkt, daß unter einen gewissen Kapazitätswert hinab nur dann variiert werden kann, wenn mehrere Plattengruppen in Serie geschaltet sind.

Um bei Kondensatoren nach Art der Leidener Flaschen eine Verkleinerung der Randstrahlung zu erreichen, schlägt Eisenstein in der Deutschen Patentschrift Nr. 202907 vor, ein Ölbad anzuordnen, in das die Flaschen mit ihrem unteren offenen Rande so weit eintauchen, daß

die Stanniolränder vom Öl umspült werden. Das wesentliche Kennzeichen soll nun darin erblickt werden, daß das Ölbad in einem ringförmigen Troge angeordnet wird, dessen mittlerer Teil (3, s. Fig. 44) rohrartig ausgebildet ist, so daß durch diesen hindurch eine leichte Verbindung mit dem inneren Stanniolbelag der Flasche erzielt werden kann.

Die Deutsche Patentschrift Nr. 201555 von **Eisenstein** betrifft

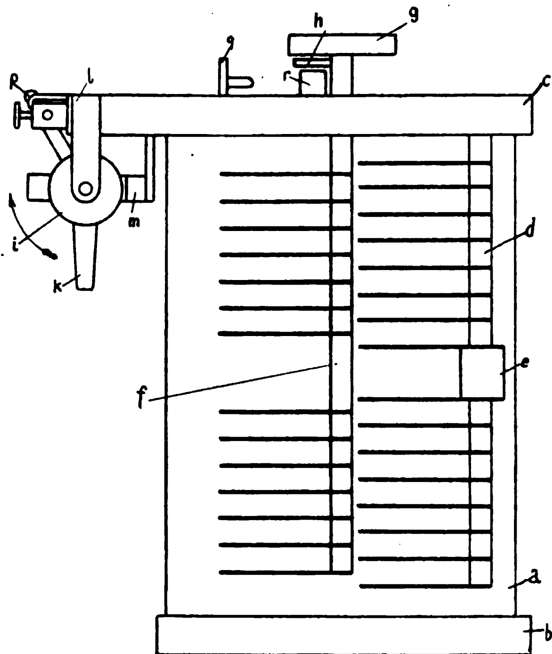


Fig. 42.

eine unsymmetrische Dampffunkenstrecke, bei welcher die zu verdampfende und die éine Elektrode bildende Masse in einem aus feuer- und druckfestem Material bestehenden Behälter sich befindet. Die Erfindung besteht darin, daß auf diesen Behälter (2, s. Fig. 45) ein die andere Elektrode bildender Metallbehälter (1), z. B. aus Stahl, aufgesetzt ist. Die Außenseite des aus feuerfestem Material bestehenden Behälters kann mit Rippen (4) versehen sein, um bei hohen Spannungen Randentladungen, die infolge des der Gegenelektrode genäherten Randes des aufgesetzten Metallbehälters zu befürchten sind, zu vermeiden.

Besondere Anwendungen der drahtlosen Telegraphie.

Scheller hat ein Patent Nr. 201 496 erhalten auf einen drahtlosen Kursweiser und Telegraph für Schiffssignalzwecke, und zwar löst er dieses Problem mit Hilfe der bekannten Einrichtungen gerichteter drahtloser Telegraphie. Bei den bisher bekannten Systemen gerichteter Radiotelegraphie durch Interferenzwirkung mit Hilfe mehrerer Sender tritt immer der Fall ein, daß sich in keiner Richtung eine scharf aus-

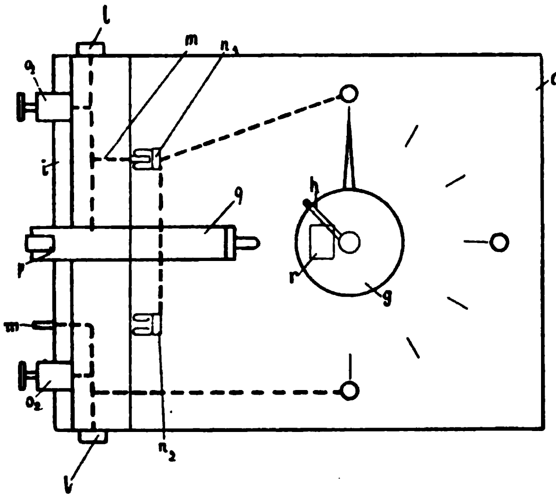


Fig. 43.

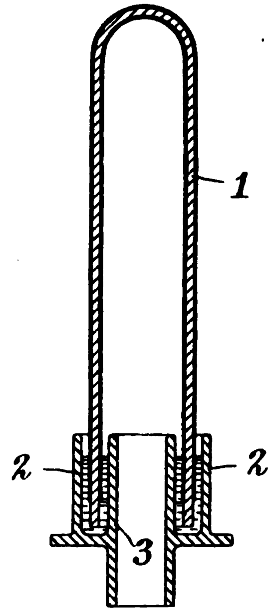


Fig. 44.

gesprochene Linie ausbildet, die sich für eine fern bewegliche Empfangsstation als Marke benutzen läßt. Solche scharf bestimmten Linien festzulegen, die auch bei unsichtigem Wetter leicht zu finden sind, ist aber für die Markierung von Schiffahrtsstraßen sehr wünschenswert. Scheller legt nun solche Linien dadurch fest, daß er zwei gerichtete Sender gleicher Intensität und Wellenlänge A_1 A_2 und B_1 B_2 (s. Fig. 46) in einem Winkel zueinander anordnet und abwechselnd Zeichen aussenden läßt.

Ist der Winkel richtig gewählt, so ist die Linie gleicher Intensität für bewegliche Stationen leicht zu erkennen und sehr scharf. Sendet

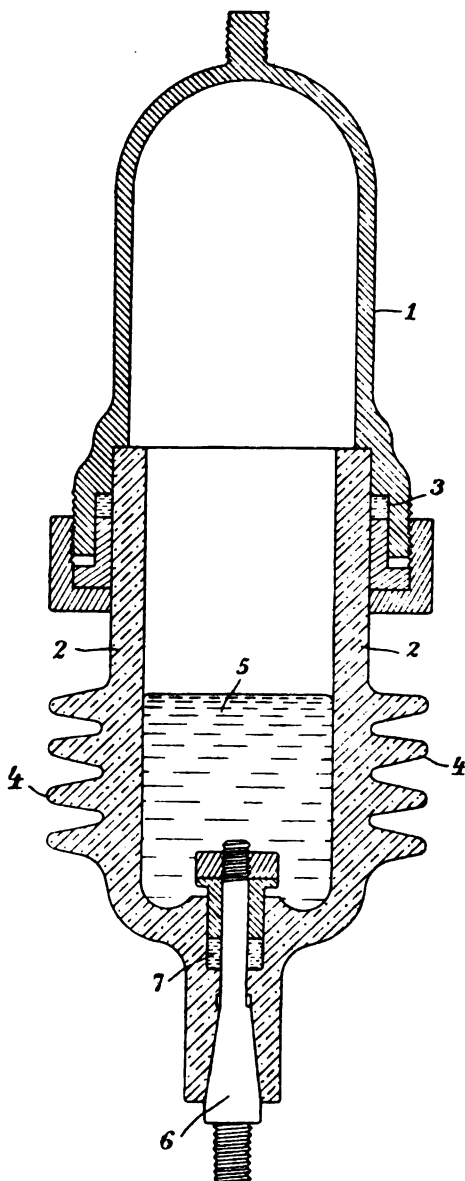


Fig. 45.

z. B. der Sender $A_1 A_2$ kurze, der Sender $B_1 B_2$ längere Striche aus, und zwar so, daß immer der eine oder andere Sender strahlt, so wird man auf einer beweglichen Station, welche die Linie gleicher Intensität

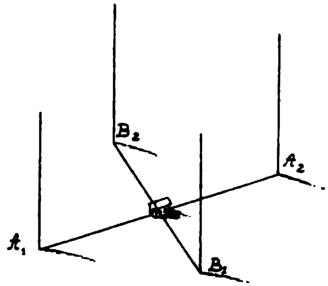


Fig. 46.

(vgl. das Intensitätsdiagramm Fig. 47) kreuzt, beim Telephonempfang nur ein gleichmäßiges Geräusch wahrnehmen, das sich aber sofort in einzelne Zeichen verschiedener Intensität zerlegt, wenn man sich etwas

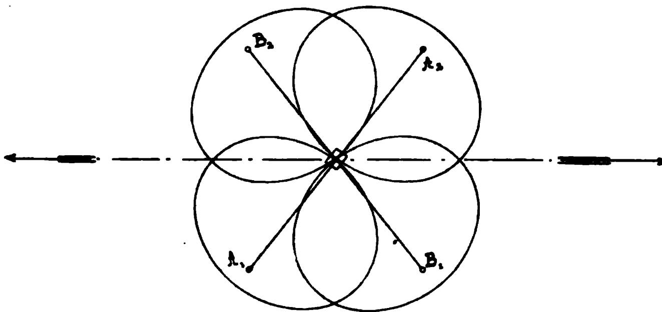


Fig. 47.

von dieser Markierungslinie entfernt. Je nachdem nun die eine oder andere Art der Zeichen stärker wird, kann man gleichzeitig, da man im allgemeinen wissen wird, in welcher Richtung man die Sendestation zu suchen hat, feststellen, auf welcher Seite der Markierungslinie man sich befindet.

(Eingesandt 14. November 1908.)

Literaturverzeichnis.

Aichi, K., Ann. Phys. Beibl. **32**, 1137, 1908 (Ref. über Tokyo K. (2) **4**, 243, 1908). Über die Kapazität eines nahezu kugelförmigen Leiters und speziell eines ellipsoidischen Leiters.

Amaduzzi, L., Ann. Phys. Beibl. **32**, 1202, 1908 (Ref. über Rend. R. Acc. dei Linc. **17**, 356, 1908. Vgl. auch ebenda **16**, 393, 1908). Versuche über die Verteilung des Potentials längs eines Funkens.

Armagnat, H., La Rev. él. **10**, 314, 1908. Décharge disruptive. Sur une anomalie des étincelles courtes.

Artom. E. u. M. **26**, 988, 1908 (Ref. über Att. d. Ass. Elletrot. Italiana, 1907). Drahtlose Telegraphie System Artom.

Austin, L. W., La Lum. él. **30**, 242, 1908 (Ref. über Bull. Bur. of Stand. **5**, 153, 1908). Sur les avantages d'une haute fréquence d'étincelles en radiotélégraphie.

Bartz, K., Ann. Phys. Beibl. **32**, 1146, 1908 (Ref. über Diss. Aachen 1908). Untersuchung über Kraftlinienstreuung von Spulen.

Bary, P., La Lum. él. **30**, 208, 1908. Sur l'interrupteur de Wehnelt.

Bellini, E. u. **Tosi, A.**, Elektrot. Ztschr. **29**, 1093, 1908 (vgl. Jahrb. **1**, 598 u. **2**, 245, 1908). Gerichtete drahtlose Telegraphie.

Berthier, A., La téléphonie et la télégraphie sans fil. Paris 1908.

Blondel, A., C. R. **147**, 852, 1908 (vgl. Abraham, Henri, La Lum. él. **30**, 276, 1908 u. L'Électricien **37** (2), 12, 1909). Sur un monotéléphone à note réglable.

Bouty, Edmond, Rev. sc. No. 17, 513, 1908. Les diélectriques.

Buisson, H. u. **Fabry, Ch.**, Ann. Phys. Beibl. **32**, 1203, 1908 (Ref. über C. R. **146**, 1143, 1908). Über zwei verschiedene Stadien des Eisenbogens.

Cohen, L., Ann. Phys. Beibl. **32**, 1148, 1908 (Ref. über Bull. Bur. of Stand. **4**, 161, 1907). Der Einfluß der Frequenz auf den Widerstand und die Selbstinduktion von Spulen.

— — u. **Rosa, E.**, s. Rosa.

Debye, P., Ber. D. Phys. Ges. **6** (Heft 20), 741, 1908. Das elektromagnetische Feld um einen Zylinder und die Theorie des Regenbogens.

Drysdale, C. V., Phil. Mag. **16** (6), 718, 1908. A vacuum-tube model for demonstrating the propagation of alternate currents in cables.

Eccles, W. H., Electrician **62**, 128, 170, 210, 1908. Recent patents in wireless telegraphy and telephony.

Fabry, Ch., s. Buisson, H.

Fessender, Reginald A., Electrician **62**, 272, 1908 (vgl. Jahrb. **2**, 246, 1908). Wireless telephony.

Fleming, J. A., An elementary manual of radiotelegraphy and radiotelephony. London 1908.

Frank, Philipp, Ann. Phys. **27**, 897, 1908. Das Relativitätsprinzip der Mechanik und die Gleichungen für die elektromagnetischen Vorgänge in bewegten Körpern.

Fubini, G., Ann. Phys. Beibl. **32**, 1137, 1908 (Ref. über Rend. R. Acc. d. Linc. **17**, 195, 1908). Über den Einfluß einer dielektrischen Schicht in einem elektromagnetischen Felde.

Gradenwitz, Alfred, Helios **14**, 375, 1908. Das Majoranasche System für drahtlose Telephonie.

Hattwich, J., Wien. Anz. S. 325, 1908. Über Dielektrizitätskonstanten beim Schmelzpunkt.

Haworth, H. F., Proc. Roy. Soc. (A) **81**, 221, 1908. The electrical qualities of porcelain, with special reference to dielectric losses.

Hemsalech, G. A., Ann. Phys. Beibl. **32**, 1202, 1908 (Ref. über C. R. **146**, 1093, 1908). Über die Existenz und den Ursprung der Oberschwingungen in Selbstinduktionsfunken.

Jeans, J. H., Phys. Ztschr. **9**, 853, 1908. Zur Strahlungstheorie.

Jonas, G., Ann. Phys. Beibl. **32**, 1151, 1908 (Ref. über Diss. Straßburg 1907). Die Berechnung der Stromkurve eines Kondensatorkreises aus der Resonanzkurve eines mit ihm lose gekoppelten Sekundärkreises.

Kallmann, Martin, Elektrot. Ztschr. **29**, 1134, 1908. Die Verhütung der Extrastromfunken (Variations-Magnetschalter).

König, W., Phys. Ztschr. **9**, 788, 1908 (vgl. Ber. d. Phys. Ges. **6**, 794, 1908). Über Demonstration langsamer elektr. Schwingungen.

Kuhlmann, Karl, Elektrot. Ztschr. **29**, 1095, 1121, 1146, 1233, 1908. Gesichtspunkte hinsichtlich Schutz und Sicherheit gegen Überspannungen.

Lampa, A., Wien. Anz. S. 326, 1908. Über das Verhalten von Isolatoren im elektrostatischen Drehfelde.

Maior, August, Elektrot. Ztschr. **29**, 1119, 1908. Wechselstrom-Telephonie.

Monier, E., La télégraphie sans fil et la télémécanique à la portée de tout le monde (4ᵉ éd.). Paris 1908.

Nairz, O., Helios **14**, 381, 1908. Der Blitzableiter.

Nordmeyer, P., Phys. Ztschr. **9**, 835, 1908 (vgl. Ber. D. Phys. Ges. **6**, 763, 1908). Über Funkenpotentiale bei zwei hintereinandergeschalteten Funkenstrecken.

Pellin, F., s. Tissot, C.

Penkert, W., Elektrot. Ztschr. **29**, 1145, 1908. Die Kondensatorwirkung des Telephons und Mittel zur Behebung derselben.

Pierce, G. W., Ann. Phys. Beibl. **32**, 1141, 1908 (Ref. über Phys. Rev. **25**, 31, 1908. Vgl. Jahrb. **1**, 456, 650, 1908). Kristallinische Gleichrichter für elektrische Ströme und Schwingungen. I. Karborund.

Piola, F., E. u. M. **26**, 986, 1908 (Ref. über Atti d. Ass. Elletrot. Italiana. Heft 4, 1908). Die Bestimmung der Permeabilität des Eisens in schwachen Feldern von hoher Periodenzahl.

Poincaré, H., La Lum. él. **30**, 259, 291, 323, 355, 387, 1908. Conférences sur la télégraphie sans fil.

Poulsen, V., Elektrot. Ztschr. **29**, 1084, 1908 (vgl. Engineering **85**, 555, 1908 u. Electr. Engineer **3**, 625, 1908). Drahtlose Telegraphie u. Telephonie mittels ungedämpfter Wellen.

Rosa, E., Ann. Phys. Beibl. **32**, 1147, 1908 (Ref. über Bull. Bur. of Stand. **4**, 141, 1907). Die Selbstinduktion einer toroidalen Rolle von rechteckigem Querschnitt.

— — u. **Cohen, L.,** Ann. Phys. Beibl. **32**, 1147, 1908 (Ref. über Bull. Bur. of Stand. **4**, 149, 1907). Über die Selbstinduktion von Kreisen.

Rusch, F., Elektrot. Ztschr. **29**, 1079, 1908 (vgl. ebenda S. 1185 u. 1268, F. Emde u. F. Rusch. Vgl. Jahrb. 1, 373, 496, 1908). Über die Widerstandszunahme durch Skinwirkung.

Schulze, G., Ztschr. f. Elektrochem. **14**, 33, 1908 (vgl. La Rev. Él. **5** (X), 458, 1908). Über die elektrolytische Gleichrichtung von Wechselstrom.

Searle, G. F. C., Phys. Ztschr. **9**, 878, 1908. Über die durch eine sprungweise Änderung der Winkelgeschwindigkeit einer elektrisierten Kugel hervorgerufene Energiestrahlung.

— —, Phys. Ztschr. **9**, 884, 1908. Die Energiestrahlung seitens eines Elektrons, das sich harmonisch in einer endlichen geradlinigen oder elliptischen Bahn bewegt.

Sieger, Bruno, Ann. Phys. **27**, 626, 1908. Die Beugung einer ebenen elektrischen Welle an einem Schirm von elliptischem Querschnitt.

Simon, H. Th., Phys. Ztschr. **9**, 865, 1908. Über neuere Methoden der Erzeugung elektr. Schwingungen.

Tissot, C. u. Pellin, F., C. R. **147**, 791, 1908 u. La Lum. él. **30**, 275, 1908. Appareil pour la réception des signaux horaires radiotélégraphiques à bord des bâtiments.

Vollgraf, J. A., Ann. Phys. **27**, 229, 1908. Rotierendes Dielektrikum im magnetischen Felde.

Waals jr., van der, J. D., Arch. Néerd. (2) **13**, 471, 1908. La valeur de la self-induction dans la théorie des électrons.

Ziegler, W., Ann. Phys. Beibl. **32**, 1138, 1908 (Ref. über Sitzungsber. der Ges. z. Bef. d. Naturw. Marburg, S. 220, 1907). Einfluß des Mediums auf die Größe der elektrodynamischen, magnetischen und elektromagnetischen Kräfte.

Detektoren.

1. Kohärer.

— — — — — — — — — — — — — — — — — —

2. Elektrolytische Wellendetektoren.

Branly, E., Elektrot. Ztschr. **29**, 1041, 1908 (Ref. über La Lum. él. **2**. 81, 1908. Vgl. Jahrb. 1, 652, 1908). Erhöhung der Empfindlichkeit elektrolytischer Wellenanzeiger.

Jégou. La Lum. él. **30**, 117, 1908. Étude sur l'association en série et en parallèle des détecteurs électrolytiques (vgl. auch Jahrb. **2**, 248, 1908).

3. Thermische Wellendetektoren.

— — — — — — — — — — — — — — — — — —

4. Magnetische Wellendetektoren.

— — — — — — — — — — — — — — — — — —

5. Diverse Detektoren.

— — — — — — — — — — — — — — — — — —

(Eingesandt 29. Dezember 1908.)

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Band 2. **Heft 4.**

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

sowie des Gesamtgebietes der elektromagnetischen Schwingungen.

Unter Mitarbeit

von

Prof. **M. Abraham** (Göttingen), Chefingenieur Graf **v. Arco** (Berlin), Prof. **A. Blondel** (Paris), Prof. **Ferdinand Braun** (Straßburg), Prof. **J. A. Fleming** (London), Dr. **Lee de Forest** (New York), Prof. **Josef von Geitler** (Czernowitz), Prof. **Leo Graetz** (München), Ingenieur **W. Hahnemann** (Berlin), Postrat **O. Jentsch** (Erfurt), Privatdozent **L. Mandelstam** (Straßburg), Dr. **Guglielmo Marconi** (London), Dr. **Eugen Nesper** (Berlin), Ingenieur **Valdemar Poulsen** (Kopenhagen), Dr. phil. **Heinrich Freiherr Rausch v. Traubenberg** (Berlin), Prof. **Augusto Righi** (Bologna), Ingenieur Dr. **J. S. Sachs** (Frankfurt a. M.), Prof. **Adolf Slaby** (Berlin), Prof. **C. Tissot** (Brest), Prof. **Max Wien** (Danzig)

und unter besonderer Mitwirkung

von

Dr. Jonathan Zenneck,

ord. Professor der Physik an der Technischen Hochschule zu Braunschweig

herausgegeben

von

Dr. Gustav Eichhorn

(ehemal. Leiter der Ostseeversuchsstationen von Prof. Braun-Siemens & Halske)

in Zürich V, Dufourstr. 1.



LEIPZIG

VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH

1909.

Die Ausgabe erfolgt in Heften, die einzeln nicht käuflich sind. 6 Hefte bilden einen Band. Preis des Bandes M 20.—, nach dem Auslande M 21.60. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an.

Ausgegeben im April 1909.

Inhalt.

Manuskripte für das Jahrbuch sind an die Redaktion: Dr. G. Eichhorn in Zürich V, Dufourstraße 1, zu senden. Zur Erleichterung der Berichterstattung wird um Zusendung einschlägiger Sonderabdrücke und Mitteilung wichtiger Arbeiten für das Literaturverzeichnis gebeten.

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 2. 1909. Heft 4.

Experimentaluntersuchungen über drahtlose Telephonie.

Von **Quirino Majorana.**

In einer vorläufigen Mitteilung, die in den Rendiconti della Reale Accademia dei Lincei vom 17. Juli 1904 veröffentlicht worden ist, teilte ich die Ergebnisse einiger Versuche mit, die ich über drahtlose Telephonie angestellt hatte. Ich berichtete in dieser Mitteilung zunächst über die verschiedenen Methoden, nach denen ich, dank den mir seinerzeit von Herrn Professor Blaserna zur Verfügung gestellten Mitteln, die Ausstrahlung nahezu ungedämpfter Schwingungen seitens einer Antenne hatte erhalten können, und beschrieb dann in großen Zügen einige Vorrichtungen, mit deren Hilfe man die Intensität solcher Wellen, den durch das gesprochene Wort hervorgerufenen Schallwellen entsprechend modulieren kann. Ich habe seither die erwähnten Vorrichtungen immer mehr vervollkommnet und habe mit ihrer Hülfe Versuche über drahtlose Telephonie auf große Entfernungen anstellen können, Versuche, aus denen hervorgeht, bis zu welchem Grade praktischer Verwendbarkeit die von mir ausgearbeiteten endgültigen Vorrichtungen gediehen sind. Über diese Vorrichtungen und die einschlägigen Versuche will ich in der vorliegenden Mitteilung in Kürze berichten.

Der Sender.

Der Sender besteht aus einem Generator für nahezu ungedämpfte Wellen, oder auch aus einem Poulsenschen Generator. Der erste dieser Generatoren ist derselbe, der in der bereits erwähnten

Mitteilung auf Seite 89 mit *e* bezeichnet ist, und den ich auch wiederholt, zumal bei den ersten Versuchen, verwendet habe. Nach der Entdeckung der bemerkenswerten oszillatorischen Eigenschaften des Voltaschen Lichtbogens in einer Wasserstoffatmosphäre durch Poulsen habe ich mich mit Erfolg dieses Mittels zur Erzeugung ungedämpfter Wellen bedient. In manchen Fällen bietet indessen die Verwendung einzelner Funken unter gewissen Gesichtspunkten Vorteile gegenüber dem Poulsenschen Lichtbogen. Ich gehe also nicht weiter auf die Natur des Apparates zur Wellenerzeugung ein und will von den übrigen Teilen meines Systems reden. Jedenfalls kann man, von geringen

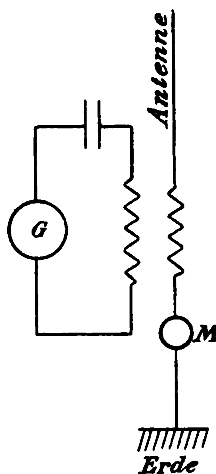


Fig. 1.

Konstruktionsverschiedenheiten abgesehen, bei diesem System nach Belieben einen der genannten Generatoren verwenden.

Fig. 1 gibt eine schematische Darstellung des Senders. *G* ist der Wellengenerator, der einen Schwingungskreis von bestimmter Periode in elektromagnetische Schwingungen versetzt. Der Antennenkreis, der ein Mikrophon *M* enthält, gerät durch Resonanz in Schwingung. Das Mikrophon *M* ist ganz eigenartig gebaut und soll sogleich beschrieben werden. Zunächst erwähne ich noch, daß die angegebene Anordnung so ausgeführt ist, daß man die genannten Schwingungskreise genau aufeinander abstimmen kann, und daß es möglich ist, den Koppelungsgrad zu verändern. Die letztgenannte Eigenschaft ist von größter Bedeutung, wenn es gilt, die Intensität der Wellen, welche die Antenne

unter der Einwirkung der Mikrophonschwingungen ausstrahlt, innerhalb weiter Grenzen zu verändern; immerhin gibt es einen gewissen mittleren Koppelungsgrad, bei dem diese Veränderungen am größten sind. Es ist ohne weiteres ersichtlich, daß das Mikrophon zweckmäßig in *M* angeordnet wird, und nicht an anderer Stelle. Im Stromkreise des Generators *G* würde es nämlich von zu starken Strömen durchflossen werden; andererseits würde es zwischen der Antenne und der Selbstinduktion beständig auf recht hohe Potentiale aufgeladen werden, deren Höhe in diesem Falle nicht nur von dem Ohmschen Widerstande des Mikrophons selbst bedingt werden würde, sondern auch von den Schwingungen der dann zwischen Mikrophon und Erde liegenden Selbstinduktion.

Das hydraulische Mikrophon.

Das Mikrophon, das ich verwende, beruht auf einem von dem gewöhnlichen ganz abweichenden Prinzip: es ist ein hydraulisches Mikrophon, auf das ich bereits in der vorläufigen Mitteilung hingewiesen habe. Wenn ein Flüssigkeitsstrahl senkrecht aus einer engen Öffnung in einem Zuleitungsrohre *T* (Fig. 2) ausfließt, so verläuft er eine ziemliche Strecke lang zylindrisch und beginnt dann in *G* sich zusammenzuziehen, um danach in Tropfen zu zerfallen. Es ist längst bekannt, daß mechanische Störungen, die auf das Rohr *T* wirken, die Einschnürungen des Flüssigkeitsstrahles oder die Tropfenbildung begünstigen. Wenn solche mechanische Störungen plötzlich und schnell hintereinander auftreten, so verkürzt sich der zylindrische Teil des Strahles, und der Punkt *G* rückt näher an die Ausströmungsöffnung heran. Die Einschnürung des Strahles oder die Auflösung in Tropfen läßt sich in beliebigem akustischem Rhythmus erzeugen, wenn man auf das Rohr *T* oszillatorische Störungen akustischer Art einwirken läßt. Ein Versuch, der ohne weiteres ausführbar ist, zeigt indessen, wie gesagt, daß der Strahl für eine bestimmte Periode besonders empfindlich ist, nämlich für die Periode, mit welcher er periodisch bei *G* in einzelne Tropfen zerfallen würde, falls er nicht gestört werden würde. Durch Verbesserung der alten Versuchsanordnung habe ich es nun zu erreichen vermocht, daß der Flüssigkeitsstrahl Einschnürungen erfährt, die man als angenähert proportional der Intensität der auf *T* wirkenden Stöße ansehen kann, und zwar für Perioden, die innerhalb sehr weiter Grenzen liegen, wie sie in der menschlichen Stimme vorkommen. Dieses Ergebnis erhält man, wenn man so verfährt, daß die auf den Strahl wirkenden mechanischen Störungen sich in tatsächlich passende Druckänderungen im Innern des Zuleitungsrohres umsetzen, und zwar

gerade nahe der Ausflußmündung. Das Zuleitungsrohr ist aus ganz starrem Material gefertigt (siehe Fig. 3), mit Ausnahme eines kurzen Stückes *A*, wo die Wandung ziemlich dünn und elastisch ist. Das Stück *A* ist mit einer schwingenden Membran *M* verbunden, welche bei dieser Anordnung den augenblicklichen Wert des auf die Ausfluß-

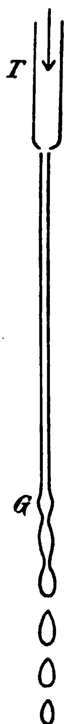


Fig. 2.

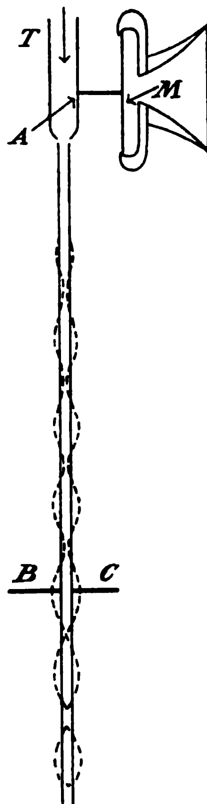


Fig. 3.

mündung wirkenden Flüssigkeitsdruckes unter der Einwirkung der Sprache oder Töne schwanken läßt. Beobachtet man den Strahl mit einem Stroboskop, so findet man, daß er sich unter dem Einfluß eines Schalles von bestimmter Periode längs der punktierten Linie der Figur einschnürt; diese Einschnürungen werden mit zunehmender Entfernung von der Ausströmungsöffnung größer. Läßt man also

den Flüssigkeitsstrahl auf zwei Stücke, *B*, *C*, aus leitendem Material aufschlagen, so werden diese durch eine Flüssigkeitsmasse miteinander verbunden, die sich von Augenblick zu Augenblick, nach Maßgabe der durch die Membran übertragenen Schwingungen, verändert. Ist daher der Flüssigkeitsstrahl leitend (angesäuertes Wasser, Salzlösung, Quecksilber usw.), so ist, wie ohne weiteres erhellt, der Widerstand zwischen *B* und *C* veränderlich. Der Apparat kann somit als Mikrophon Verwendung finden. Ich habe mit seiner Hilfe auf gewöhnliche Weise unter Verhältnissen telephonieren können, unter denen es bei Benutzung gewöhnlicher Mikrophone nicht möglich gewesen wäre[1]. Ein solches Mikrophon kann große Stromstärken aushalten, weil sich die Flüssigkeitsteilchen, durch die der Strom fließt, fortwährend erneuern und sich infolgedessen nicht merklich erwärmen. Des weiteren kann auch die Potentialdifferenz zwischen den Elektroden sehr hoch sein, weil man die Leitfähigkeit des Flüssigkeitsstrahles und die Entfernung zwischen den metallischen Elektroden *B* und *C* nach Belieben verändern kann. Wegen dieser Eigenschaften eignet sich das neue Mikrophon besonders zur Anwendung für die drahtlose Telephonie; man kann es nämlich in den Antennenkreis einschalten (siehe Fig. 1) ohne ein Verbrennen oder eine Erwärmung irgendeines seiner Teile befürchten zu müssen. Die erfolgreichsten meiner Versuche über drahtlose Telephonie sind gerade unter Verwendung eines in der eben geschilderten Weise hergestellten hydraulischen Mikrophons ausgeführt worden.

Der Empfänger.

Bei meinen ersten Versuchen verwandte ich auf der Empfangsstation zum Nachweis der elektromagnetischen Wellen, welche die akustischen Perioden wiedergaben, einen elektromagnetischen Detektor nach Marconi. In der Folge mußte ich aber einsehen, daß dieser Apparat zwar hinreichende Empfindlichkeit für einzelne Wellengruppen (drahtlose Telegraphie) besitzt, daß er indessen zum Nachweis stetiger oder nahezu stetiger Wellen nicht geeignet ist. Vermutlich beruht diese Verschiedenheit in der Empfindlichkeit darauf, daß zwischen jedem Funken und dem nächstfolgenden in der drahtlosen Telegraphie Ruhepausen bestehen, während solche bei der radiotelephonischen Übertragung ganz, oder fast ganz fehlen. Hier eignet sich zum Nachweis der

1) Im Jahre 1905 wurde ein Mikrophon dieser Konstruktion zwischen Rom und London, auf etwa 2000 km Entfernung, erprobt. Die Stromstärke im Primärkreise des Mikrophons betrug ungefähr 10 Ampere bei 50 Volt Potentialdifferenz; im Sekundärkreise, also im Nebenschluß zur Linie, betrug die Stromstärke bei gewissen Tönen 100 Milliampere.

Wellen besser ein unvollkommener Kohlekontakt, der von einem schwachen Gleichstrom aus einer Stationsbatterie durchflossen wird, oder auch eine elektrolytische Zelle. Aber diese beiden Apparate gestatten zwar in gewissen Fällen einen ausgezeichneten Nachweis, besitzen indessen eine sehr veränderliche Empfindlichkeit.

Empfindlichere und zuverlässigere Detektoren sind dagegen die thermischen (bolometrischen), sowie auch die, welche auf der Verwendung thermoelektrischer Kontakte beruhen; am allerbesten von allen bekannten Detektoren ist indessen das sogenannte Audion[1]) von De

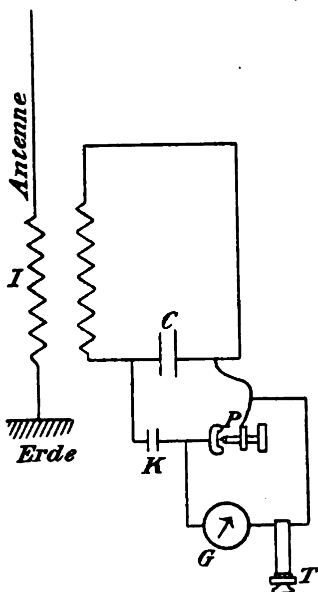


Fig. 4.

Forest. Ich habe in der Praxis einen thermoelektrischen Kontakt oder das Audion verwendet.

Das thermoelektrische Element, das mir die besten Ergebnisse geliefert hat, besteht aus Eisenkies und metallischem Platin. Ich habe folgende Anordnung benutzt: Die Empfangsantenne ist durch eine verstellbare Selbstinduktion I (Fig. 4) zur Erde abgeleitet und versetzt durch Resonanz einen Lokalkreis in Schwingung. Der Koppelungsgrad zwischen beiden ist gleichfalls veränderlich. Im Nebenschluß zu

1) Vgl. Jahrb. 1, 96 ff. u. 596, 1908.

dem veränderlichen Kondensator C dieses Schwingungskreises liegt ein zweiter Kondensator K von sehr geringer Kapazität (wenige Millionstel Mikrofarad). Dieser wiederum ist mit dem thermoelektrischen Kontakt P in Reihe geschaltet und macht diesen durch Erwärmung zum Sitze einer elektromotorischen Kraft, die dann einen Strom durch G und T sendet. Das Galvanometer G, das noch für Stromstärken von der Größenordnung eines Mikroampere empfindlich sein muß, gestattet eine bequeme Abstimmung und Einstellung des Empfangsapparates. Bei der angegebenen Anordnung, wie bei allen denen, die einen thermoelektrischen Kontakt enthalten, treten bei Intensitätsschwankungen der ankommenden Wellen im Telephon Töne oder Geräusche auf, deren

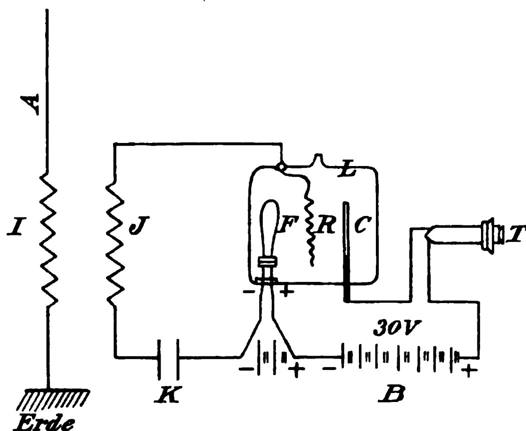


Fig. 5.

Energie offenbar ein Teil der Energie ist, welche die Empfangsantenne tatsächlich auffängt. Es verdient Erwähnung, daß selbst in mehr als 50 km Entfernung von einer mit zwei bis drei K.W. gespeisten radiotelephonischen Station das Galvanometer des beschriebenen Empfangsapparates einen Ausschlag von noch vier Mikroampere anzugeben vermag. Diese Beobachtung machte ich auf der Empfangsstation zu Porto d'Anzio, während der Sender in Rom (Monte Mario) stand.

Ich will jetzt in Kürze einiges über das Audion von De Forest sagen, das ich in seiner jüngsten Gestalt verwendet habe. Allerdings steht die Theorie dieses Apparates anscheinend noch nicht ganz fest. Fig. 5 gibt die Anordnung an, wie sie De Forest benutzt. A ist die Empfangsantenne, I eine Selbstinduktion. L ist eine luftleere Kugel; diese enthält einen Metallfaden F, der durch einen Strom zum Glühen

erhitzt wird. R ist ein Rost oder ein Netz aus Metall, in der Figur von der Seite gesehen, und C ist ein Metallblech. Zwischen der negativen Klemme der Lampe F und dem Netz R liegt ein Schwingungskreis mit der Selbstinduktion J und der Kapazität K (kleiner Kondensator von einigen Hunderttausendstel Mikrofarad). Eine Batterie B von etwa 30 Volt liegt im Kreise mit dem Glühfaden F, mit einem Telephon T und mit dem Blech C. Für gewöhnlich fließt ein von B gelieferter Gleichstrom durch das Telephon T, denn der glühende Faden F strahlt ringsum in die Kugel Elektronen aus, von denen einige durch das Netz R hindurch auf das Blech C treffen. Wenn die Wellen auf die Antenne fallen, so gerät diese bei richtiger Einstellung von I in Schwingungen. Infolge von Induktion wird auch J von veränderlichen Strömen durchflossen; es können aber nur negative Ladungen von F auf R übergehen. Offenbar gerät daher der Kreis $JKFR$ nicht richtig in Resonanz, weil seine Schwingungen infolge der unipolaren Leitfähigkeit der Strecke FR sofort gedämpft werden. Es gibt daher kein Mittel, diesen Kreis auf die Antennenschwingung abzustimmen, und der Wert der Kapazität K kann beliebig gewählt werden. Es ist nur zweckmäßig, J einen verhältnismäßig hohen Wert zu geben, weil dann die Potentialdifferenzen zwischen F und R größer sind. Der Kreis $RJKF$ arbeitet jedenfalls ähnlich wie das Flemmingsche Ventil; das Charakteristikum der Anordnung von De Forest, auf der auch die wunderbare Empfindlichkeit des Apparates beruht, liegt in dem dritten Leiter C. Die Elektronen werden nämlich von dem Faden F in beschränkter Anzahl ausgesandt, und wenn sie die Potentialdifferenz zwischen den beiden nächstgelegenen Leitern F und R ausgleichen sollen, so können sie nicht nach C gelangen, oder doch nur in geringerer Menge. Der Strom, welcher für gewöhnlich durch das Telephon fließt, nimmt daher ab. Von der Richtigkeit dieser meiner Betrachtungen habe ich mich durch Messung dieser Stromstärke überzeugen können. Diese Stromstärke verschwindet nämlich bei ganz intensiven auf die Antenne auffallenden Wellen vollständig.

Erhaltene Ergebnisse.

Eine erste Versuchsstation wurde im Telegraphen-Versuchsamt (Istituto Superiore dei Telegrafi) zu Rom errichtet. Die Antenne ist 24 m hoch und hat vier Drähte. Seit etwa zwei Jahren habe ich auf 5 km Entfernung Vorversuche zwischen dieser Station und der dem Marineministerium gehörigen Station von Monte Mario angestellt. Die Antenne der letztgenannten Station hat gleichfalls vier

Drähte und ist ungefähr 50 m hoch. Ein Amperemeter an der Antenne der erstgenannten Station zeigt unter normalen Verhältnissen eine Stromstärke von ungefähr 1,2 Ampere an. Auf dem Monte Mario kann man mit dem thermoelektrischen Kontakt eine Stromstärke von etwa 15 Mikroampere aufnehmen. Im Telegraphen-Versuchsamte gesprochene Wörter können auch mit dem Marconidetektor aufgenommen werden, sind dagegen bei Verwendung des thermoelektrischen Kontaktes oder des Audions laut zu hören.

Angesichts dieser Ergebnisse errichtete das Marineministerium eine zweite Versuchsstation zu Porto d'Anzio, 56 km vom Monte Mario entfernt, mit einer vierdrähtigen Antenne von 45 m Höhe. Am 13. August 1908 wurde mit dieser Station ein Versuch gemacht; dabei ergab sich, daß man bei etwa 3,5 Ampere an der Antenne auf dem Monte Mario das in Rom Gesprochene in Anzio deutlich hören konnte.

Das Marineministerium ordnete daraufhin die Ausführung von Versuchen in größerem Maßstabe an. Der Torpedojäger „Lanciere“ wurde mir zur Verfügung gestellt und landete am 13. November an der Insel Ponza, ungefähr 120 km vom Monte Mario. Auf dieser Insel besteht eine Marinestation für drahtlose Telegraphie mit einer vierdrähtigen Antenne von etwa 60 m Höhe. Nachdem daselbst die Empfangsapparate aufgestellt worden waren, konnte man in Rom gesprochene Wörter und andere dort erzeugte Töne mit größerer Stärke hören als in Porto d'Anzio; die Schwingungen der Telephonmembran waren bis auf 3—4 m Abstand zu hören. Daß das auf Ponza erzielte Ergebnis besser war, beruht vermutlich nicht nur auf der größeren Höhe der dortigen Antenne, sondern auch auf der günstigeren Lage dieser Station.

Tags darauf, am 14. November, landete der „Lanciere“ in Maddalena auf Sardinien; in der Nähe dieses Hafens liegt auf der Insel Caprera, und zwar in Becco di Vela, eine weitere Marinestation, die der auf Ponza ähnlich ist. Diese Station ist von der römischen in Luftlinie ungefähr 270 km entfernt. An diesem Tage, um 12 Uhr, wurden die Versuche über die Verständigung mit Rom wiederholt und lieferten wiederum gute Ergebnisse. Die Stimme vom Monte Mario war deutlich zu hören, und die Schallstärke war nicht geringer, als sie für gewöhnlich in einer städtischen Telephonverbindung ist. Wir dürfen daher annehmen, daß man tatsächlich auf diese Entfernung hin einen wirklich praktisch brauchbaren radiotelephonischen Dienst einrichten kann.

Ich wollte schließlich die größte Reichweite des beschriebenen radiotelephonischen Systems feststellen. So lief denn der „Lanciere“

am 1. Dezember in Trapani auf Sizilien ein, wo weitere Versuche mit der funkentelegraphischen Station auf dem Monte San Giuliano angestellt werden sollten. Diese Station gleicht denen auf Ponza und in Becco di Vela und ist in Luftlinie ungefähr 420 km von Rom entfernt. Es machte einige Mühe, hier die Abstimmung zu erreichen, auch deshalb, weil die Versuche durch viele benachbarte funkentelegraphische Stationen (darunter durch die französischen an der afrikanischen Küste) gestört wurden; aber schließlich war das in Rom gesprochene Wort deutlich, wenn auch schwach zu hören und zu verstehen. Die ankommende Intensität war indessen dieses Mal kaum ausreichend, um von einem geübten Ohre wahrgenommen werden zu können. Wir waren also an der Grenze der Tragweite für die von Rom ausgesandten radiotelephonischen Zeichen. Davon konnte ich mich noch besser am folgenden Tage, dem 2. Dezember, überzeugen. Ich begab mich an diesem Tage nach Forte Spuria bei Messina und stellte fest, daß dort die von Rom gegebenen Zeichen nicht zu verstehen waren. Die Station im Forte Spuria ist wenig weiter von Rom entfernt als die auf dem Monte San Giuliano; die Verhältnisse liegen hier indessen ungünstiger, weil die Station von den sizilischen und calabrischen Bergen umgeben ist.

Die größte mit meinem System zu erzielende Reichweite der radiotelephonischen Verständigung wird durch die beschriebenen Versuche nicht absolut bestimmt, da man durch Verwendung des hydraulischen Mikrophons die bei den gegenwärtigen Versuchen ermittelte Grenze noch sehr erweitern kann.

Bevor ich schließe, möchte ich noch einen wichtigen Umstand erwähnen. Bei sämtlichen angestellten Versuchen konnte festgestellt werden, daß das gesprochene Wort, selbst auf Entfernungen von über 400 km, mit vollkommen unveränderter Klangfarbe ankommt. Das ist ein Beweis dafür, daß alle darin enthaltenen akustischen Perioden bei der Übermittelung durch die elektromagnetischen Wellen eine konstante Schwächung erleiden, das heißt, daß, im Gegensatz zur Telephonie durch Drähte oder Kabel, bei der radiotelephonischen Übertragung das bekannte Phänomen der akustischen Verzerrung der Sprache nicht auftritt. Die Erklärung für diese Tatsache liegt auf der Hand: bei der gewöhnlichen Telephonie hängt nämlich die Fortpflanzung eng mit der akustischen Periode zusammen; bei der Radiotelephonie dagegen ist gerade die elektromagnetische Periode der Wellen hoher Frequenz von größter Bedeutung. (Aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

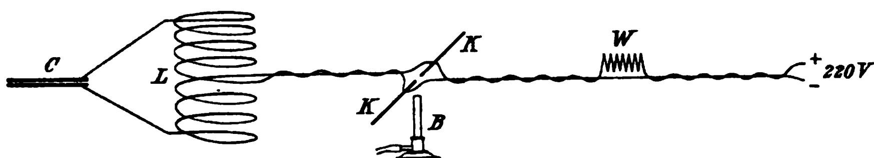
(Eingesandt 7. Januar 1909.)

Einige Versuche über schnelle kontinuierliche Schwingungen.[1])

(Mitteilung aus dem Kaiserl. Telegraphen-Versuchsamt.)

Von **Franz Kiebitz**, Berlin.

Eine einfache Anordnung, um kontinuierliche Schwingungen nach dem Vorgang von Poulsen zu erzeugen, zeigt Fig. 1. Der Lichtbogen wird mit 1—2 Ampere zwischen den Kohlen einer Handregulierbogenlampe K hergestellt, die mit 220 Volt betrieben wird; der Bogen brennt innerhalb der Flamme eines leuchtenden Bunsenbrenners B. Die Spule L ist in der Mitte aufgeschnitten, die entstandenen Enden



Anordnung zur Erzeugung kontinuierlicher Schwingungen.

Fig. 1.

sind an die Kohlen geführt, während die beiden freien Enden an einem Kondensator C endigen.

Es ist erfahrungsgemäß zur Erzeugung reiner Sinusschwingungen günstig, eine nicht zu kleine Selbstinduktion zu benutzen. Die Periode Poulsenscher Schwingungen hängt nicht allein von Kapazität und Selbstinduktion ab, sondern auch noch in sehr komplizierter Weise von den Eigenschaften des Flammenbogens. Von diesen Eigenschaften kann man sich bei der hier gewählten Anordnung einigermaßen frei machen durch Benutzung einer Spule von kleiner Kapazität und einer Selbstinduktion von mindestens $3 \cdot 10^5$ cm. (Bequem ist eine Lage von ca. 100 Windungen gut isolierten Drahtes auf einer Papp- oder Glasröhre von 10—20 cm Durchmesser.

Daß wir es hier mit einer ziemlich konstanten Schwingung zu tun haben, die jedenfalls mit Hilfe eines technischen Wellenmessers

1) Autoreferat über Vortrag, gehalten in der Sitzung des Elektrotechnischen Vereins am 28. April 1908.

keine merklichen Schwankungen der Amplitude oder der Periode festzustellen gestattet, kann man mit einem abgestimmten Wellenmesser zeigen.

Die Schwingung ist gut sinusförmig, jedenfalls ist es nicht möglich, Oberschwingungen mit dem Wellenmesser festzustellen, obgleich sie sich deutlich zeigen müßten, wenn sie mit dem hunderttausendsten Teil der Intensität der Grundschwingung vorhanden wären.

Verwendet man Spulen von kleinerer Selbstinduktion, so wird die Konstanz der Welle schlechter; die Spannung am Flammenbogen braucht sich bei kleinen Spulen nur um 1 Volt zu ändern, um Wellenlängenänderungen von mehreren Prozenten zu verursachen. Die Perioden lassen sich nicht mehr aus Kapazität und Selbstinduktion nach

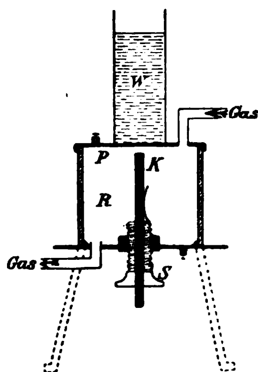


Fig. 2.

der Formel von Thomson berechnen und gleichzeitig treten Oberschwingungen auf.

Das experimentelle Kriterium für günstige Dimensionen des Schwingungskreises besteht darin, daß er mit Funken erregt, dieselbe Eigenschwingung zeigt, wie bei der Erregung mit einem Flammenbogen.

Derartige gut sinusförmige Schwingungen sind nun geeignet, eine Anzahl von Vorgängen in schwingungsfähigen Gebilden in besonders reiner Form sichtbar zu machen.

Statt der Bogenlampe mit Bunsenbrenner ist es bequem, die Lampe (Fig. 2) zu benutzen, bei der der Flammenbogen in einer Glaskammer R brennt, die mit Leuchtgas gefüllt werden kann, und es wird benutzt als negative Elektrode eine Kohle K, als positive ein

Kupferblech P. Das Kupferblech bildet den Boden eines Messingzylinders, der oben aufgesetzt und mit Wasser W gefüllt ist.

Benutzt man einen stetig veränderlichen Kondensator, so lassen sich mit Hilfe der scharf ausgeprägten Resonanz die Schwingungsvorgänge in benachbarten Spulen demonstrieren, z. B. die Abhängigkeit der Eigenschwingung einer Seibtschen Spule von der Erdleitung und von benachbarten Leitern.

Schaltet man dem Drehkondensator D_k einen kleinen festen Kondensator K parallel, der mit verschiedenen Medien gefüllt werden kann, so ergibt sich eine bequeme Anordnung (Fig. 3) zur Messung von Dielektrizitätskonstanten.

Die Eigenschwingung einer Spule kann man durch angehängte

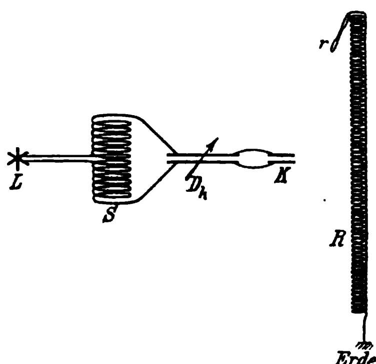


Fig. 3.

meterlange Drähte von 450 auf 850 m erhöhen. Es ist zweckmäßig, um Dämpfungsverluste möglichst zu vermeiden, für derartige Versuche kernlose Spulen zu verwenden. Um sie herzustellen, kann man folgendermaßen verfahren. Man bestreicht einen Metallzylinder mit einer Schicht von Paraffin. Dann wird der Zylinder mit Papier bewickelt. Weiterhin wird das Papier mit einer Lage isolierten Drahtes bewickelt, und diese wird mit alkoholischer Schellacklösung bestrichen. Es ist nun notwendig, um alle Spannung herauszubringen, den Draht zu erwärmen. Das erreicht man am einfachsten, indem man die alkoholische Schellacklösung abbrennt. Dann brennt der Alkohol weg, und gleichzeitig wird der Draht so sehr erhitzt, daß alle Spannung, die vom Wickeln herrührt, herausgeht. Das wird einige Male wiederholt, bis eine einigermaßen dicke Schellackschicht vorhanden ist. Dann entfernt

man der Reihe nach erst den Metallkern, indem man ihn erwärmt. Alsdann schmilzt das Paraffin, und der Metallkern fällt heraus. Man läßt erkalten und entfernt das Papier: dann ist die Spule fertig. Man muß damit vorsichtig umgehen, aber auch nicht vorsichtiger als etwa mit einer Glasröhre.

An einer auf Preßspahn gewickelten Spule mit 2100 Windungen von 0,3 mm starkem Draht kann man Oberschwingungen dadurch sichtbar machen, daß man eine 1 cm dicke, 1,3 m lange evakuierte Glasröhre an den Mantel der Spule hält. Indem der Drehkondensator eine geeignete Einstellung erhält, leuchtet die Röhre je nach der Höhe der Oberschwingung, zu der die Spule erregt wird, an verschieden vielen Stellen hell auf. Von einem Spannungsbauch zum anderen



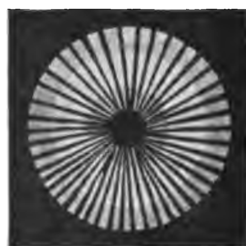
Kontinuierliche Schwingungen.

Fig. 4a.



Funkenentladung.

Fig. 4b.



Kontinuität gestört durch Mikrophon.

Fig. 4c.

geht in der Röhre eine Entladung über, die durch helles Leuchten der Röhre in der Umgebung des zwischenliegenden Strombauches sichtbar wird. Die Spannungsbäuche liegen an den Stellen, wo die Röhre dunkel ist. Darum leuchtet eine genäherte Geißlerröhre an den Stellen, wo die lange Röhre dunkel ist und erlischt überall da, wo jene leuchtet. Berührt man die Spule mit der Hand, so leuchtet die Röhre nach wie vor, wenn man einen Spannungsknoten trifft; berührt man aber einen Spannungsbauch, so wird die Erscheinung zerstört. Man kann mit dieser Anordnung acht Knoten und neun Bäuche sichtbar machen.

Aus der Spule kann man im Resonanzfalle einen Flammenbogen ziehen und damit ein Licht entzünden. Verbindet man das Spulenende mit einer Nadelspitze, so geht von dieser ein starker elektrischer Wind aus, der das Licht ausbläst.

Erregt man eine umlaufende Dornsche Röhre mit kontinuierlichen Schwingungen zum Leuchten, so ergibt sich eine gleichmäßige Scheibe (Fig. 4a). Fig. 4b zeigt die Erscheinung, die eintritt, wenn die Poulsenlampe durch eine Funkenstrecke ersetzt wird. In Fig. 4c sind die kontinuierlichen Schwingungen durch ein Mikrophon beeinflußt.

Diese Versuche sind mit viel geringeren Energiemengen ausgeführt worden, als sie in der drahtlosen Telegraphie und Telephonie verwendet werden. Sie sollen einiges Nützliche zeigen über die Vorgänge, die sich in den Konstruktionsteilen der Anordnungen für drahtlose Zeichenübertragung abspielen. Von einer genauen Kenntnis derartiger Vorgänge hängt viel ab, wenn man sich die Aufgabe stellt, Reichweiten zu erzielen, die in einem möglichst günstigen Verhältnis stehen einmal zu der Größe der im Sender aufgewendeten Energie und andererseits zur Empfindlichkeit der benutzten Indikatoren im Empfänger.

Sobald große Energiemengen in Frage kommen, steigern sich die Schwierigkeiten, den sinusförmigen Charakter der Schwingungen zu wahren, und es treten Erscheinungen ein, die Übergänge zu den Funkenentladungen darstellen.

(Eingesandt 15. Februar 1909.)

Wechselseitige Induktion, Selbstinduktion und Kapazität.

Von G. Glage.

Die genaue Kenntnis der drei Größen Kapazität, Selbstinduktion und wechselseitige Induktion spielen im Gebiet der elektromagnetischen Schwingungen eine sehr wichtige Rolle. Durch Selbstinduktion und Kapazität ist bekanntlich die Wechselzahl von Kondensatorkreisen bestimmt und bei gekoppelten Kreisen ist die Kenntnis der wechselseitigen Induktion von großer Bedeutung. Im folgenden soll nun auf Anregung des Herrn Herausgebers des Jahrbuches eine Zusammenstellung über die Berechnung und Messung dieser drei Größen gegeben werden mit besonderer Berücksichtigung der schnellen Schwingungen. Es empfiehlt sich, diese drei Größen gleichzeitig zu behandeln, weil bei der Berechnung und experimentellen Bestimmung man sonst vieles wiederholen müßte.

Die Anordnung des Referates soll folgende sein: Zunächst

wird die Berechnung aller drei Größen an Hand der Theorie für stationäre resp. langsam wechselnde Ströme besprochen. Sodann ihre experimentelle absolute Bestimmung und die Methoden zur Vergleichung mit bekannten resp. berechneten Normalien. Hierauf dann die Verhältnisse bei schnellen Schwingungen mit den zugehörigen Formeln und Meßmethoden, soweit solche vorhanden sind.

Wechselseitige und Selbstinduktion.

Die Induktion eines Stromkreises auf einen anderen und auf sich selbst, ist außer der Stärke des Stromes durch die sogenannten Induktionskoeffizienten gegeben. Diese sind durch Lage und Gestalt der Stromkreise und die magnetische Permeabilität der Strombahn und des Mediums bestimmt. Für stationäre und langsam wechselnde Ströme läßt sich nach der Theorie der wechselseitige Induktionskoeffizient (M) definieren als die elektromotorische Kraft, die in einem der beiden Leiter induziert wird, wenn in dem anderen Leiter die Stromstärke 1 pro Zeiteinheit entsteht oder vergeht; oder auch als die Anzahl magnetischer Induktionslinien ($\mathfrak{B}$), die der eine Leiter umschlingt, wenn der andere vom Strome 1 durchflossen wird; oder M ist das Potential der beiden Stromkreise aufeinander, wenn beide Kreise vom Strome 1 durchflossen werden; oder endlich lassen sich die Induktionskoeffizienten aus dem Ausdruck für die magnetische Energie von Stromkreisen definieren.

$$W_m = \frac{1}{2} p_{11} i_1^2 + p_{12} i_1 i_2 + \dots\dots \frac{1}{2} p_n p_{nn} i_n^2,$$

wo W_m die magnetische Energie, und die Strömung durch die Stromstärken $i_1 \dots . i_n$ vollständig bestimmt ist. Die Koeffizienten dieser Darstellung sind dann die Induktionskoeffizienten.

Zur Berechnung von M benutzt man dementsprechend, wenn die Permeabilität μ konstant ist, einen der Ausdrücke:

$$M = -\mu \int d S_1 \frac{d P}{d n_1},$$

wo P das Potential des vom Strom mit der Intensität 1 durchflossenen Kreises (2) in einem Punkt der Stromfläche S_1 ist. Oder

$$M = -\mu \int_1 \int_2 d S_1 \, d S_2 \frac{d^2 \frac{1}{r}}{d n_1 \, d n_2}$$

$$M = \mu \int_1 \int_2 \frac{d s_1 \, d s_2}{r} \cos (d s_1 \, d s_2),$$

wo $d s_1$ und $d s_2$ zwei Stromelemente sind und r der Abstand derselben.

Ähnlich wird der Selbstinduktionskoeffizient (L) definiert als die elektromotorische Kraft des Extrastromes, der in der Leitung induziert wird, wenn in ihr pro Zeiteinheit der Strom 1 entsteht oder vergeht, oder als das Doppelte des elektrodynamischen Potentials des Leiters auf sich selbst; oder endlich nach der oben gegebenen Formel für die magnetische Energie, als das Doppelte der magnetischen Energie des die Leitung mit der Stärke 1 durchfließenden Stromes. Die Schwierigkeit, daß man die Integrale zweimal über dieselbe Fläche oder Linie nehmen muß, und dabei der Abstand zweier Elemente unendlich klein wird, sucht man zu umgehen, indem man den Leiter in einzelne Stromfäden zerlegt und L als die Anzahl Linien magnetischer Induktion auffaßt, die alle Stromfäden zusammen durch die Fläche des mittleren Fadens hindurchsenden [1]).

Die Dimension von M und L im elektromagnetischen System ist, wie aus den Formeln direkt hervorgeht, eine Länge (Zentimeter). Als Einheit hat man 10^9 cm gewählt, und ihr den Namen Quadrant oder Henry gegeben.

In den späteren Formeln ist überall $\mu = 1$ angenommen.

Die Berechnung der Induktionskoeffizienten ist in den meisten Fällen sehr kompliziert und die gefundenen Resultate sind in fast allen Fällen nur Näherungswerte, von denen einzelne freilich eine sehr hohe Genauigkeit erreichen. Es würde hier zu weit führen, des weiteren darauf einzugehen. Zur Berechnung der wechselseitigen Induktion von bestimmten Stromkreisen ist nun eine ganze Anzahl von Formeln bekannt. Unter diesen läßt sich in bezug auf angestrebte Genauigkeit und auf praktische Anwendungsfähigkeit eine Auswahl treffen.

Es ist nun kürzlich in dem „Bulletin of the Bureau of Standards" (Washington) eine Abhandlung von Rosa und Cohen [2]) über die gebräuchlichen Formeln zur Berechnung der wechselseitigen und der Selbstinduktion erschienen, in der so ziemlich alle brauchbaren Formeln gesammelt und erläutert sind. Ich werde mich im folgenden in meinem Referate daher wesentlich an diese Arbeit halten. Eine ganze

1) Vgl. z. B. E. Cohn, Das elektromagnetische Feld, S. 285.

2) Bulletin of the Bureau of Standards, Washington, Vol. 5, Nr. 1, 1908.

Anzahl Formeln, die sich als falsch erwiesen, oder durch einfachere ersetzt werden konnten, sind in der Arbeit von Rosa und Cohen weggelassen.

1. Die wechselseitige Induktion für zwei koaxiale Kreise.

Die wichtigste Formel für die wechselseitige Induktion zweier koaxialer Drahtkreise ist die von Maxwell[1]) gegebene

$$M = 4\pi \sqrt{r_1 r_2}\left[\left(\frac{2}{k} - k\right)F - \frac{2}{k}E\right] \tag{1}$$

wo r_1 und r_2 die Radien der beiden Kreise sind, d der Abstand ihrer Ebenen (s. Fig. 1) und

$$k = \frac{2\sqrt{r_1 r_2}}{\sqrt{(r_1 + r_2)^2 + d^2}} = \sin\gamma.$$

F und E sind die vollständigen elliptischen Integrale erster und zweiter Gattung mit dem Modul $k = \sin\gamma$.

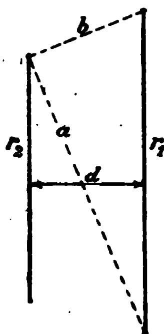


Fig. 1.

Werden die Längen alle in Zentimeter ausgedrückt, so erhält man M auch in Zentimetern; Division durch 10^9 ergibt sie in Quadranten.

Der Wert des log von

$$\frac{M}{4\pi\sqrt{r_1 r_2}} = \left[\left(\frac{2}{k} - k\right)F - \frac{2}{k}E\right]$$

ist in Tabellen[2]) zu finden[3]).

1) Maxwell, Elektrizität und Magnetismus II, § 701.

2) Maxwell, l. c. S. 209—211. Rosa u. Cohen, l. c. Tabelle I, S. 110 (berechnet auf 7 Stellen). Heydweiller, Elektrische Messungen, S. 244.

3) Tabelle I der am Schluß beigefügten, der Arbeit von Rosa und Cohen entnommenen, Tabellen.

Die Formel gilt für irgend welche Größenverhältnisse.

Sind die Radien der beiden Kreise einander nahezu oder ganz gleich, so wird k nahezu $= 1$ und $\gamma = 90^0$. In diesem Falle ist es schwer, aus den Tabellen exakte Werte zu erhalten. Man verwendet dann besser die von Maxwell gegebene Formel:

$$M = 8\pi \frac{\sqrt{r_1 r_2}}{\sqrt{k_1}} \left\{ F_1 - E_1 \right\} \tag{2}$$

wo F_1 und E_1 die vollständigen elliptischen Integrale mit dem Modul k_1 sind.

$$k_1 = \frac{a - b}{a + b} = \sin \gamma_1,$$

wo a und b (s. Fig. 1) die größte und kleinste Entfernung der beiden Peripherien voneinander bedeuten. k_1 liegt dann nicht so nahe an 1, und γ nicht so nahe an 90^0, so daß der Wert für die elliptischen Integrale leichter aus Tabellen entnommen werden kann.

Eine andere Art die Schwierigkeit zu vermeiden wenn k sich der Einheit nähert, ist die direkte Berechnung von F und E mittels Reihenentwickelung in Ausdrücken des komplementären Moduls k':

$$\left.\begin{aligned}
k' &= \sqrt{1 - k^2} \\
F &= \log \frac{4}{k'} + \frac{1^2}{2^2} k'^2 \left(\log \frac{4}{k'} - \frac{2}{1 \cdot 2} \right) \\
&\quad + \frac{1^2 3^2}{2^2 4^2} k'^4 \left(\log \frac{4}{k'} - \frac{2}{1 \cdot 2} - \frac{2}{3 \cdot 4} \right) \\
&\quad + \frac{1^2 3^2 5^2}{2^2 4^2 6^2} k'^6 \left(\log \frac{4}{k'} - \frac{2}{1 \cdot 2} - \frac{2}{3 \cdot 4} - \frac{2}{5 \cdot 6} \right) \\
&\quad + \frac{1^2 3^2 5^2 7^2}{2^2 4^2 6^2 8^2} k'^8 \left(\log \frac{4}{k'} - \frac{2}{1 \cdot 2} - \frac{2}{3 \cdot 4} - \frac{2}{5 \cdot 6} - \frac{2}{7 \cdot 8} \right) \\
&\quad + \cdots\cdots\cdots \\
E &= 1 + \frac{1}{2} k'^2 \left(\log \frac{4}{k'} - \frac{1}{1 \cdot 2} \right) \\
&\quad + \frac{1^2}{2^2} \cdot \frac{3}{4} k'^4 \left(\log \frac{4}{k'} - \frac{2}{1 \cdot 2} - \frac{1}{3 \cdot 4} \right) \\
&\quad + \frac{1^2 3^2}{2^2 4^2} \cdot \frac{5}{6} k'^6 \left(\log \frac{4}{k'} - \frac{2}{1 \cdot 2} - \frac{2}{3 \cdot 4} - \frac{1}{5 \cdot 6} \right) \\
&\quad + \frac{1^2 3^2 5^2}{2^2 4^2 6^2} \cdot \frac{7}{8} k'^8 \left(\log \frac{4}{k'} - \frac{2}{1 \cdot 2} - \frac{2}{3 \cdot 4} - \frac{2}{5 \cdot 6} - \frac{1}{7 \cdot 8} \right) \\
&\quad + \cdots\cdots\cdots
\end{aligned}\right\} \tag{3}$$

Weinstein[1]) gibt in Wiedemanns Annalen einen Ausdruck für die wechselseitige Induktion von zwei koaxialen Drahtringen, in welcher der Modul k' der vorigen Gleichung vorkommt.

Dieser ist:

$$M = 4\pi\sqrt{r_1 r_2}\left\{\left(1 + \frac{3}{4}k'^2 + \frac{33}{64}k'^4 + \frac{107}{256}k'^6 + \frac{5913}{16384}k'^8 + \ldots\right)\left(\log\frac{4}{k'} - 1\right) - \left(1 + \frac{15}{128}k'^4 + \frac{185}{1536}k'^6 + \frac{7465}{65536}k'^8 + \ldots\right)\right\}. \quad (4)$$

Wenn k' klein ist, konvergiert dieser Ausdruck schnell, und gibt genaue Werte, wenn die beiden Kreise einander nahe liegen. Sonst benutzt man besser Gleichung (1).

Nagaoka[2]) hat Formeln angegeben, in denen die elliptischen Integrale vermieden sind. Er benutzt die schnell konvergierenden Jakobischen q-Reihen. Seine erste Formel für nicht zu nahe aneinander liegende Kreise ist:

$$\begin{aligned} M &= 16\pi^2\sqrt{r_1 \cdot r_2} \cdot q^{\frac{3}{2}}(1+\varepsilon) \\ &= 4\pi\sqrt{r_1 r_2}\{4\pi q^{\frac{3}{2}}(1+\varepsilon)\} \end{aligned} \quad (5)$$

wo

$$\varepsilon = 3q^4 - 4q^6 + 9q^8 - 12q^{10} + \ldots\ldots$$

$$q = \frac{l}{2} + \left(\frac{l}{2}\right)^5 + 15\left(\frac{l}{2}\right)^9 + \ldots\ldots$$

$$l = \frac{1-\sqrt{k'}}{1+\sqrt{k'}} \qquad k' = \frac{b}{a} = \frac{\sqrt{(r_1 - r_2)^2 + d^2}}{\sqrt{(r_1 + r_2)^2 + d^2}} \quad \text{(s. Fig. 1).}$$

ε kann vernachlässigt werden, wenn die Kreise sehr weit voneinander entfernt sind.

Für nahe aneinander liegende Kreise gilt die zweite Formel:

$$M = 4\pi\sqrt{r_1 r_2}\frac{1}{2(1-2q_1)^2}\left\{\log\frac{1}{q'}[1 + 8q_1(1 - q_1 + 4q_1^3)] - 4\right\} \quad (6)$$

wo

$$q_1 = \frac{l_1}{2} + 2\left(\frac{l_1}{2}\right)^5 + 15\left(\frac{l_1}{2}\right)^9 + \ldots\ldots$$

$$l_1 = \frac{1-\sqrt{k}}{1+\sqrt{k}} \qquad k = \frac{2\sqrt{r_1 r_2}}{\sqrt{(r_1 + r_2)^2 + d^2}}.$$

---

1) Wied. Ann. 21, 344, 1884.
2) Phil. Mag. 6, 19, 1903.

Diese Formel ist im Gebrauch einfach, da immer einige Glieder vernachlässigt werden können.

Maxwell[1]) hat noch eine Formel für die wechselseitige Induktion zweier Drahtkreise gegeben in Form einer für den Gebrauch bequemen konvergenten Reihe.

Der Wert, den man erhält, ist genau genug, wenn die Radien nahezu gleich und die Kreise einander nahe sind.

In der folgenden Formel sind r_1 der größere, r_2 der kleinere Radius, c ihre Differenz $= r_1 - r_2$, d der Abstand der Ebenen der Kreise. b hat dieselbe Bedeutung wie in Fig. 1 ($b = \sqrt{c^2 + d^2}$).

$$M = 4\pi r_2 \left\{\log \frac{8 r_2}{b}\left(1 + \frac{c}{2 r_2} + \frac{c^2 + 3 d^2}{16 r_2^2} - \frac{c^3 + 3 c d^2}{32 r_2^3} + \ldots\right)\right. \\ \left. - \left(2 + \frac{c}{2 r_2} - \frac{3 c^2 - d^2}{16 r_2^2} + \frac{c^3 - 6 c d^2}{48 r_2^3} - \ldots\right)\right\}. \qquad (7)$$

Sind c und d klein gegenüber r_2, erhalten wir den Näherungswert[2]):

$$M = 4\pi r_2 \left\{\log \frac{8 r_2}{b} - 2\right\}. \qquad (8)$$

Sind die beiden Radien gleich, d aber nicht klein, so vereinfacht sich Gleichung (7) in:

$$M = 4\pi r_2 \left\{\log \frac{8 r_2}{d}\left(1 + \frac{3 d^2}{16 r_2^2}\right) - \left(2 + \frac{d^2}{16 r_2^2}\right)\right\}. \qquad (9)$$

Die Gleichungen (7) und (9) sind für sehr viele Fälle genügend genau, wenn $\frac{d}{a}$ und $\frac{c}{a}$ klein sind.

Coffin[3]) hat Maxwells Formel (9) durch Hinzufügung von drei Ausdrücken erweitert wie folgt:

$$M = 4\pi r_2 \left\{\log \frac{8 r_2}{d}\left(1 + \frac{3 d^2}{16 r_2^2} - \frac{15 d^4}{8 \cdot 128 r_2^4} + \frac{35 d^6}{128^2 \cdot r_2^6} - \frac{1575 d}{2 \cdot 128^3 r_2^8} + \ldots\right)\right. \\ \left. - \left(2 + \frac{d^2}{16 r_2^2} - \frac{31 d^4}{16 \cdot 128 r_2^4} + \frac{247 d^6}{6 \cdot 128^2 \cdot r_2^6} - \frac{7795 d^8}{8 \cdot 128^3 \cdot r_2^8} + \ldots\right)\right\}. \qquad (10)$$

---

1) Maxwell, Elektrizität und Magnetismus II, § 705.

2) Äquivalent der bei Wiedemann gegebenen Formel

$$M = 4\pi r_2 \left\{\log \frac{2 l}{c} - 2{,}45\right\}$$

wo l der Umfang des kleineren Kreises und $c = r_1 - r_2$ ist.

3) Coffin, Bulletin of the Bureau of Standards 2, 113, 1906.

Hierdurch ist genügende Genauigkeit gewährleistet bis zu $d = r_2$. Formel (1) dagegen ist genau für alle Fälle, und soll vorzugsweise vor 10 gebraucht werden wenn d groß ist.

Rosa und Cohen[1]) haben Maxwells Formel (7) erweitert:

$$M = 4\pi r_2 \left\{ \log \frac{8 r_2}{b} \left(1 + \frac{c}{2 r_2} + \frac{c^2 + 3 d^2}{16 r_1^2} - \frac{c^3 + 3 c d^2}{32 r_2^3} + \right.\right.$$
$$\left. + \frac{17 c^4 + 42 c^2 d^2 - 15 d^4}{1024 r_2^4} - \frac{19 c^5 + 30 c^3 d^2 - 45 c d^4}{2048 r_2^5} + \cdots \right)$$
$$- \left(2 + \frac{c}{2 r_2} - \frac{3 c^2 - d^2}{16 r_2^2} + \frac{c^3 - 6 c d^2}{48 r_2^3} + \frac{19 c^4 + 534 c^2 d^2 - 93 d^4}{6144 r_2^4} - \right. \tag{11}$$
$$\left.\left. - \frac{379 c^5 + 3030 c^3 d^2 - 1845 c d^4}{61440 r_2^5} \right) \right\}.$$

Wird $d = 0$, liegen also die beiden Kreise in einer Ebene, erhalten wir:

$$M = 4\pi r_2 \left\{ \log \frac{8 r_2}{b} \left(1 + \frac{c}{2 r_2} + \frac{c^2}{16 r_2^2} + \frac{c^3}{32 r_2^3} + \frac{17 c^4}{1024 r_2^4} - \frac{19 c^5}{2048 r_2^5} + \cdots \right) \right.$$
$$\left. - \left(2 + \frac{c}{2 r_2} - \frac{3 c^2}{16 r_2^2} + \frac{c^3}{48 r_2^3} + \frac{19 c^4}{6144 r_2^4} + \frac{379 c^5}{61440 r_2^5} + \cdots \right) \right\}. \tag{12}$$

Formel (11) und (12) geben M mit großer Genauigkeit, wenn die Kreise nicht zu weit auseinander liegen.

2. Gegenseitige Induktanz für zwei koaxiale Rollen.

Zur Berechnung der gegenseitigen Induktanz zweier koaxialer Rollen greift man auf die im vorigen Abschnitte behandelten Formeln für koaxiale Drahtkreise zurück, indem man zunächst die gegenseitige Induktion M_1 der mittleren Drahtkreise der Rollen berechnet und diese dann entsprechend modifiziert.

Die mittleren Radien der Rollen seien A und a, die Querschnitte der Rollen mögen die Seiten b_1 und c_1 resp. b_2 und c_2 besitzen. Die Entfernung der beiden Mittelebenen sei d (s. Fig. 2). Die Rollen seien gleichmäßig bewickelt mit n_1 und n_2 Windungen. M_1 wird dann nach einer der Formeln des vorigen Abschnittes berechnet. Die erste Näherung ist dann

$$M_0 = M_1 \cdot n_1 \cdot n_2 .$$

---

1) Rosa und Cohen, Bulletin of the Bureau of Standards 2, 364, 1907.

Eine zweite Annäherung zur Berechnung von M findet sich bei Rowland[1]) und ist folgende:

$$M = M_0 + \frac{1}{24}\left\{(b_1^2 + b_2^2)\frac{d^2 M_0}{d x^2} + c_1^2 \frac{d^2 M_0}{d a^2} + c_2^2 \frac{d^2 M_0}{d A^2}\right\}.$$

Sind die Radien gleich, erhalten wir:

$$M = M_0 + \frac{1}{24}\left\{(b_1^2 + b_2^2)\frac{d^2 M_0}{d x^2} + (c_1^2 + c_2^2)\frac{d^2 M_0}{d a^2}\right\}. \qquad (13)$$

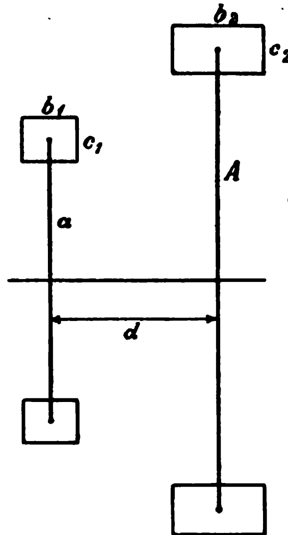


Fig. 2.

Wird auch der Querschnitt derselbe:

$$M = M_0 + \frac{1}{12}\left\{b^2 \frac{d^2 M_0}{d x^2} + c^2 \frac{d^2 M_0}{d a^2}\right\},$$

wo

$$\frac{d^2 M_0}{d a^2} = \pi \frac{k}{a}\left\{(2 - k^2) F - \left(2 - k^2 \frac{1 - 2k^2}{1 - k^2}\right) E\right\}$$

und

$$\frac{d^2 M_0}{d x^2} = \pi \frac{k^3}{a}\left\{F - \frac{1 - 2k^2}{1 - k^2} E\right\}.$$

1) Rowland, Collected Papers S. 162; Am. Jour. Sci. XV, 1878.

Voraussetzung bei diesen Formeln ist, daß der Querschnitt relativ klein und d nicht zu klein ist.

Eine von diesen Formeln Rowlands verschiedene, die auch die Formel der Quadraturen genannt wird, gibt Maxwell[1]):

$$M = \frac{1}{6}(M_1 + M_2 + M_3 + M_4 + \ldots + M_8 - 2M_0), \qquad (16)$$

wo M_1 die wechselseitige Induktion des Kreises O_2 (s. Fig. 3) und des Kreises durch den Punkt 1 mit dem Radius $A - \frac{c_1}{2}$ ist, und so fort für M_2 bis M_8, wie aus der Figur hervorgeht.

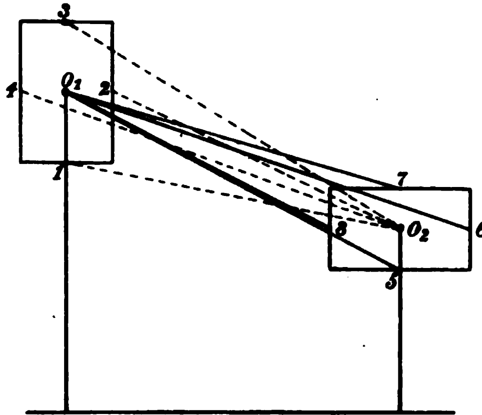


Fig. 3.

Für zwei Rollen mit gleichem Radius und gleichem Querschnitt geht dieselbe über in:

$$M = \frac{1}{3}(M_1 + M_2 + M_3 + M_4 - M_0). \qquad (17)$$

Von Lyle rührt eine bequeme Methode her, die Selbstinduktion zweier Rollen, die sich in einiger Entfernung voneinander befinden, zu berechnen.

Die gegenseitige Induktanz der Rollen wird einfach nach einer der Formeln für koaxiale Kreise berechnet, indem man einen modifizierten Radius r an Stelle des mittleren Radius des Kreises setzt. Für einen quadratischen Querschnitt ist der modifizierte Radius:

1) Elektrizität und Magnetismus, Vol. II, Appendix II, Chapter XIV.

$$r = a\left(1 + \frac{b^2}{24a^2}\right), \tag{18}$$

wo b die Seite des Querschnittes und a den mittleren Radius der Rolle bedeutet.

Hat die Rolle einen rechteckigen Querschnitt, so ersetzt man durch zwei äquivalente Kreise, deren Abstand man in dem Falle wo $b > c$ (s. Fig. 4) äquivalente Breite (2β), und wenn $c > b$ äquivalente Tiefe (2δ) nennt, wo

$$\beta^2 = \frac{b^2 - c^2}{12} \quad \text{und} \quad \delta^2 = \frac{c^2 - b^2}{12} \tag{19}$$

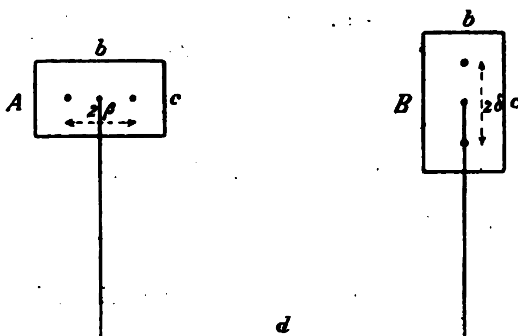


Fig. 4.

der modifizierte Radius ist, dann für A, d. h. $(b > c)$:

$$r = a\left(1 + \frac{c^2}{24a^2}\right),$$

für B, d. h. $(b < c)$:

$$r = a\left(1 + \frac{b^2}{24a^2}\right). \tag{20}$$

Die der Rolle B äquivalenten Kreise haben dann die Radien $r + \delta$ und $r - \delta$. Nun berechnet man die Summe der gegenseitigen Induktionen der vier Kreise $M_{13} + M_{14} + M_{23} + M_{24}$, zählt aber für jede Rolle $n/2$ Windungen.

Oder man multipliziert das Mittel der vier Induktionen mit $n_1 \cdot n_2$.

Die Formel kann für Rollen mit gleichem und ungleichem Radius verwendet werden.

Die gegenseitige Induktion von zwei koaxialen Rollen mit gleichem Radius (a) und gleichem Querschnitt können wir auch ausdrücken als:

$$M = M_0 + \Delta M,$$

wo M_0 die gegenseitige Induktion der zentralen Kreise der beiden Rollen mit dem Querschnitt $b \cdot c$ ist. ΔM nennen wir dann die Querschnittskorrektion. Für diese Korrektion gibt Rosa[1]) folgende Formel:

$$\begin{aligned} \Delta M = 4\pi a n^2 \Big\{ & \frac{3b^2 + c^2}{96a^2} \cdot \log\frac{8a}{d} - \frac{11b^2 - 3c^2}{192a^2} + \frac{b^2 - c^2}{12d^2} + \\ & + \frac{2b^4 + 2c^4 - 5b^2c^2}{120d^4} + \frac{6b^4 + 6c^4 + 5b^2c^2}{5760a^2d^2} + \\ & + \frac{3b^6 - 3c^6 + 14b^2c^4 - 14b^4c^2}{504d^6} + \frac{7c^2d^2}{1024a^4}\left(\log\frac{8a}{d} - \frac{168}{84}\right) \\ & - \frac{15b^2d^2}{1024a^4}\left(\log\frac{8a}{d} - \frac{97}{60}\right)\Big\}. \end{aligned} \tag{21}$$

Wird $b = c$, also der Schnitt quadratisch, geht die Formel über in:

$$\Delta M = \frac{\pi b^2 n^2}{6a}\left\{\log\frac{8a}{d} - 1 - \frac{a^2b^2}{5d^4} - \frac{8d^2}{16a^2}\left(\log\frac{8a}{d} - \frac{4}{3}\right) + \frac{17b^2}{240d^2}\right\} \tag{22}$$

Die beiden letzten Glieder dieser Gleichung sind relativ klein und können, wenn es sich nur um einen Näherungswert handelt, weggelassen werden.

Diese Formeln sind sehr genau für kleinen und größeren Abstand der Rollen. Sie sind daher meist zuverlässig, während die Formeln (14), (17) und (18) weniger zuverlässig sind. Selbst die zuletzt angedeutete Näherungsformel ist für die meisten Zwecke genau genug.

Die von Stefan in Wiedemanns Annalen[2]) gegebene, der Formel (21) ähnliche, ist ungenau und daher übergangen.

Die von Weinstein[3]) in Wiedemanns Annalen für die gegenseitige Induktion von gleichen koaxialen Rollen gegebene Formel ist von Rosa[4]) berichtigt und die Querschnittskorrektion besonders ausgedrückt.

$$\Delta M = 4\pi a n_1 n_2 \sin\gamma \left\{(F - E)\left(A + \frac{c^2}{24a^2}\right) + EB\right\} \tag{23}$$

1) Rosa, Bulletin of Bureau of Standards 4, 348 (38 u. 39).
2) Wied. Ann. 22, 107, 1884 u. Heydweiller, Elektr. Messungen, S. 181.
3) Weinstein, Wied. Ann. 21, 350, 1884.
4) Bulletin of Bureau of Standards 4, 342.

wo F und E die vollständigen elliptischen Integrale mit dem Modul $\sin\gamma$ [wie in Gleichung (1)] (s. Fig. 5) und

$$A = \frac{\cos^2\gamma}{12 d^2}(a_1 - a_2 - a_3 + (2a_2 - 3a_3)\cos^2\gamma + 8a_3\cos^4\gamma)$$

$$B = \frac{\sin^2\gamma}{12 d^2}(a_1 + \frac{a_2}{2} + 2a_3 + (2a_2 + 3a_3)\cos^2\gamma + 8a_3\cos^4\gamma)$$

$$a_1 = b^2 - c^2 + \frac{c^4}{30a^2} \text{ für quadratischen Querschnitt } a_1 = \frac{b^4}{30a^2}$$

$$a_2 = \frac{5b^2c^2 - 4c^4}{60a^2} \quad \text{"} \quad \text{"} \quad \text{"} \quad a_2 = \frac{b^4}{60a^2}$$

$$a_3 = \frac{2b^4 + 2c^4 - 5b^2c^2}{20d^2} \quad \text{"} \quad \text{"} \quad \text{"} \quad a_3 = -\frac{b^4}{20d^2}$$

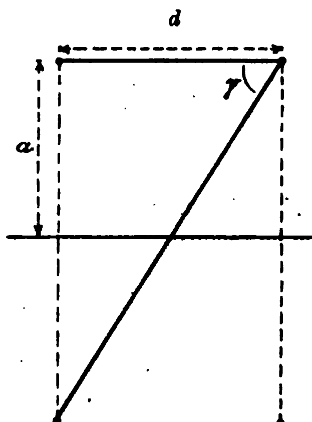


Fig. 5.

Diese Formel ist genau für alle Lagen der beiden Rollen, außer wenn sie einander sehr nahe sind.

3. Die gegenseitige Induktanz von koaxialen Solenoiden.

Eine von Maxwell[1]) für die die wechselseitige Induktanz von zwei koaxialen Spulen gleicher Länge gegebene Formel haben Rosa und Cohen zu folgender erweitert:

$$M = 4\pi^2 a^2 n_1 n_2 [l - 2A\alpha], \tag{24}$$

wo

1) Maxwell, Elektr. u. Magn. II, § 678.

A resp. a die Radien der beiden Solenoide,
l die gemeinsame Länge,
n_1 und n_2 die Windungszahlen pro Zentimeter sind und

$$\alpha = \frac{l-r+A}{2A} - \frac{a^2}{16A^2}\left(1-\frac{A^3}{r^3}\right) - \frac{a^4}{64A^4}\left(\frac{1}{2}+2\frac{A^5}{r^5}-\frac{5}{2}\cdot\frac{A^7}{r^7}\right) - \frac{35a^6}{2048A^6}\left(\frac{1}{7}-\frac{8A^7}{7r^7}+\frac{4A^9}{r^9}-\frac{3A^{11}}{r^{11}}\right)+\ldots.$$

$$r = \sqrt{l^2+(A-a)^2}.$$

Setzen wir wie früher

$$M = M_0 + \Delta M,$$

so ist

$$M_0 = 4\pi^2 a^2 n_1 n_2 l$$

die gegenseitige Induktanz für eine unendlich lange äußere und eine endliche innere Spule, und ΔM die Korrektion wegen der Enden.

Die Reihe für α konvergiert schnell, wenn a im Verhältnis zu A klein ist. Wenn a klein ist und l groß, so wird α annähernd $=\frac{1}{2}$.

Für den Fall zweier Rollen mit mehr wie einer Drahtlage ist obige Formel auch noch anwendbar. A und a sind dann die mittleren Radien, n_1 und n_2 die ganze Anzahl von Windungen pro Zentimeter. Das Resultat ist dann allerdings ein Näherungswert, jedoch noch relativ genau.

Wenn die Spulen sehr lang sind im Vergleich zu den Radien, wird $r = l$ und der Ausdruck für α geht über in

$$\alpha = \frac{1}{2} - \frac{a^2}{16A^2} - \frac{a^4}{128A^4} - \frac{5a^6}{2048A^6} - \ldots \ldots \quad (25)$$

Rôiti[1]) hat für ein Paar konzentrische koaxiale Spulen, von denen die innere beträchtlich kürzer als die äußere ist, folgende Formel gegeben:

$$M = 4\pi^2 a^2 n_1 n_2 \Big[\varrho_2 - \varrho_1 + \frac{a^2A^2}{8}\left(\frac{1}{\varrho_1^3}-\frac{1}{\varrho_2^3}\right) - \frac{a^4A^2}{16}\left(\frac{1}{\varrho_1^5}-\frac{1}{\varrho_2^5}\right) + \frac{5a^4A^4}{64}\left(\frac{1}{\varrho_1^7}-\frac{1}{\varrho_2^7}\right) + \frac{5a^6A^2}{128}\left(\frac{1}{\varrho_1^7}-\frac{1}{\varrho_2^7}\right) - \frac{35a^6A^4}{256}\left(\frac{1}{\varrho_1^9}-\frac{1}{\varrho_2^9}\right) + \frac{105a^6A^6}{1024}\left(\frac{1}{\varrho_1^{11}}-\frac{1}{\varrho_2^{11}}\right)+\ldots\Big] \quad (26)$$

1) Bulletin of the Bureau of Standards 2, 130, 1906; 3, 309—310, 1907.

Die Bedeutung der einzelnen Größen ist aus der Fig. 6 ersichtlich. Diese Formel ist sehr bequem und sehr genau.

Aus einem allgemeinen von Gray[1]) gegebenen Ausdruck für die gegenseitige magnetische Energie von zwei Solenoiden, leitet sich eine

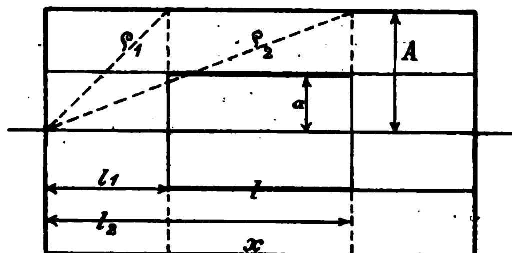


Fig. 6.

einfache Formel für die gegenseitige Induktion von zwei konzentrischen koaxialen Solenoiden ab, deren Spulenlängen $2x = A\sqrt{3}$ und $2l = a\sqrt{3}$ sind, wenn A und a die Radien der Spulen bedeuten. Es gilt dann:

$$M = \frac{2\pi^2 a^2 N \cdot N_2}{d}, \tag{27}$$

wo N_1 resp. N_2 die Zahl der Windungen auf der ganzen Länge und $d = \sqrt{x^2 + A^2}$ ist (s. Fig. 7).

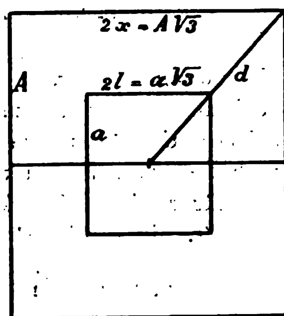


Fig. 7.

Ein solches Rollensystem läßt sich als „Induktanznormale" benutzen. Searle und Airy geben im Electrician[2]) einen Ausdruck für die

1) Gray, Absolute Measurements 2, Part. I, 274.
2) The Electrician 56, 318, 1905.

wechselseitige Induktion von zwei konzentrischen koaxialen Solenoiden. Ihre Formel ist von Rosa[1]) erweitert und auf eine für die Rechnung bequeme Form gebracht. Die Bezeichnungen ($2x$, $2l$, A, a, d, N_1, N_2) sind dieselben wie in der vorigen Formel.

Die Formel ist folgende:

$$M = \frac{2\pi^2 a^2 N_1 N_2}{d}\left[1 + \frac{A^2 a^2}{8 d^4} L_2 + \frac{A^4 a^4}{32 d^8} X_2 L_4 + \frac{A^6 a^6}{32 d^{12}} X_4 L_6 + \frac{A^8 a^8}{32 d^{16}} X_6 L_8\right] \tag{28}$$

wo

$$X_2 = 3 - 4\frac{x^2}{A^2}$$

$$X_4 = \frac{5}{2} = 10\frac{x^2}{A^2} + 4\frac{x^4}{A^4}$$

$$X_6 = \frac{35}{16} - \frac{35}{2}\frac{x^2}{A^2} + 21\frac{x^4}{A^4} - 4\frac{x^6}{A^6}$$

$$L_2 = 3 - 4\frac{l^2}{a^2}$$

$$L_4 = \frac{5}{2} - 10\frac{l^2}{a^2} + 4\frac{l^4}{a^4}$$

$$L_6 = \frac{35}{16} - \frac{35 l^2}{2 a^2} + 21\frac{l^4}{a^4} - 4\frac{l^6}{a^6}.$$

$$L_8 = \frac{63}{32} - \frac{105 l^2}{4 a^2} + 63\frac{l^4}{a^4} - 36\frac{l^6}{a^6} + 4\frac{l^8}{a^8}.$$

Diese Formel geht in die vorige über, wenn vom zweiten Gliede ab vernachlässigt werden kann, und gibt somit gleichzeitig die Bedingungen an, unter welchen Umständen die Näherungsformel (27) genau genug ist, resp. noch korrigiert werden muß.

Eine absolute Formel für zwei koaxiale konzentrische Solenoide mit den Längen $2l$ und $2l_2$ (s. Fig. 8) gibt Cohen[2]):

$$M = 4\pi n_1 n_2 (V - V_1)$$

$$V = -(A^2 - a^2)c[F\{k_1'\Theta) - E(k'\Theta)\} - EF(k'\Theta)] + \frac{c^4 - (A^2 - 6Aa + a^2)c^2 - 2(A^2 - a^2)^2}{3\sqrt{(A+a)^2 + c^2}} \cdot F \tag{29}$$

---

1) Rosa, Bulletin of Bureau of Standards 3, 224.
2) Bulletin of the Bureau of Standards 3, 301, 1907.

$$+\frac{2(A^2+a^2)-c^2}{3}\sqrt{(A+a)^2+c^2}\cdot E-c(A^2-a^2)\frac{\pi}{2} \tag{29}$$

V_1 wird erhalten, wenn man im Ausdruck für V für $c = c_1$ setzt:

$$c = l_1 + l_2 \qquad c_1 = l_1 - l_2 .$$

F und E sind die vollständigen elliptischen Integrale erster und zweiter Art mit dem Modul k, wo

$$k^2 = \frac{4Aa}{(A+a)^2+c^2} .$$

$F(k'\Theta)$ und $E(k'\Theta)$ sind die unvollständigen elliptischen Integrale mit dem Modul k' und der Amplitude Θ:

$$k'^2 = 1 - k^2$$

$$\sin^2\Theta = \frac{(A^2-a^2)^2+c^2(A-a)^2}{(A^2-a^2)+c^2(A+a)^2} .$$

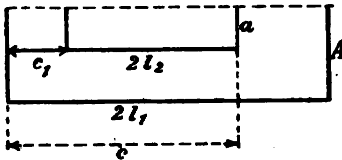


Fig. 8.

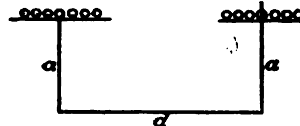


Fig. 9.

Die von Russel[1]) gegebenen Formeln kann ich übergehen, da die bereits angeführten Formeln ebenso genau, und beim Rechnen bequemer sind.

Rosa[2]) hat für die gegenseitige Induktion zweier Rollen (Fig. 9) mit gleichem Radius und gleicher Breite, und einer einzigen Drahtlage folgenden Ausdruck gegeben:

$$M = M_0 + \varDelta M ,$$

wo M_0 die gegenseitige Induktion der beiden mittleren Kreise aufeinander ist und

$$\begin{aligned}\varDelta M = 4\pi n^2 a \Big[&\frac{b^2}{12d^2}+\frac{b^2}{32a^2}\left(\log\frac{8a}{d}-\frac{11}{6}\right)-\frac{15b^2d^2}{1024a^4}\left(\log\frac{8a}{d}-\frac{97}{60}\right)\\ &+\frac{175b^2d^4}{2(128)^2a^6}\left(\log\frac{8a}{d}-\frac{54}{35}\right)-\frac{3675b^2d^6}{(128)^3a^8}\left(\log\frac{8a}{d}-\frac{8793}{2520}\right)\\ &+\frac{b^4}{960a^2d^2}+\frac{b^4}{60d^4}-\frac{b^4}{1024a^4}\left(\log\frac{8a}{d}-\frac{187}{60}\right)+\frac{b^6}{168d^6}+\frac{b^8}{360d^8}\Big]\end{aligned} \tag{30}$$

1) A. Russel, Phil. Mag., April, 1907, S. 420.
2) Rosa, Bulletin of the Bureau of Standards 2, 351.

Die Formel ist sehr genau, doch darf d gegenüber a nicht klein sein.

Himstedt[1]) hat verschiedene Formeln zur Berechnung der gegenseitigen Induktion koaxialer Spulen gegeben. Dieselben sind jedoch kompliziert, und die Berechnung ist mühsam, so daß andere gegebene Formeln denselben vorzuziehen sind. Rosa und Cohen haben daher von einer Anführung derselben abgesehen.

4. Gegenseitige Induktion einer langen Spule mit einer Windungslage und einem engeren Kreis im Inneren derselben.

Dieses Problem wurde zuerst von Lorenz[2]) gelöst. Derselbe gibt den Ausdruck:

$$M = \frac{\pi q r^2}{d}[Q(a_1) + Q(a_2)]$$

$$Q(a) = 2\pi q \sqrt{\frac{a-1}{a}}\left[1 + \frac{3q^2}{8a^2} + \frac{5}{16}\frac{q^4}{a^4}\left(\frac{7}{4} - a\right) + \frac{35}{128}\frac{q^6}{a^6}\left(\frac{33}{8} - \frac{9}{2}a + a^2\right) + \ldots\ldots\right]. \quad (31)$$

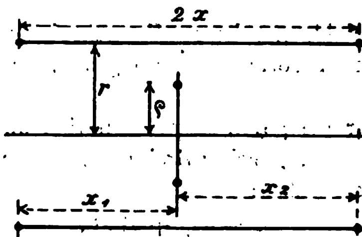


Fig. 10.

ϱ = Radius des Kreises (Fig. 10);
r = Radius des Solenoids;
$2x$ = Länge des Solenoids;
$q = \frac{\varrho}{r}$;

1) Wied. Ann. 26, 557, 1885.

2) Lorenz, Wied. Ann. 25, 1, 1885. Heydweiller, Elektrische Messungen, S. 182. Wiedemann, Elektrizität 106, 80.

$$d = \frac{2x}{n} = \text{Abstand der Mitten zweier Drahtwindungen;}$$

$$a = \frac{x^2 + r^2}{r^2}.$$

Liegt der Kreis nicht in der Mittelebene des Solenoids, so haben wir zu setzen:

$$a_1 = \frac{x_1^2 + r^2}{r^2} \quad \text{und} \quad a_2 = \frac{x_2^2 + r^2}{r^2}.$$

Der allgemeine Ausdruck für $Q(a)$ in obiger Gleichung lautet:

$$Q(a) = 2\pi \sum_{m=0}^{m=\infty} q^{2m+1} \frac{1 \cdot 3 \ldots\ldots 2m-1}{2 \cdot 4 \ldots\ldots 2m} \cdot \frac{1}{1 \cdot 2 \ldots\ldots (m+1)} \cdot \frac{d^m}{d\,a^m}\left(\frac{a-1}{a}\right)^{m+\frac{1}{2}}. \tag{32}$$

Jones[1]) hat verschiedene Formeln zur Lösung des obigen Problems auf anderem Wege gegeben. Die Berechnung von M nach diesen Formeln ist aber sehr umständlich; daher verzichte ich hier auf die Wiedergabe derselben. Campbell gibt die eine der Formeln von Jones in etwas abweichender Form, die aber zur Berechnung bequemer ist.

$$M = 2\pi n_1 n_2 (A + a)\left\{\frac{c}{k}(F - E) + \frac{A - a}{b}\psi\right\}, \tag{33}$$

wo n_1 die Anzahl Windungen pro Zentimeter des Solenoids, n_2 die Anzahl Windungen pro Zentimeter des sekundären Solenoids (in unserem Falle = 1) bedeutet.

A ist der größere, a der kleinere der beiden Radien und

$$\psi = F(k)\,E(k'\beta) - [F(k) - E(k)\,F(k'\beta) - \frac{\pi}{2},$$

wo $F(k)$ und $E(k)$ die vollständigen elliptischen Integrale mit dem Modul k, und $F(k'\beta)$ und $E(k'\beta)$ die unvollständigen elliptischen Integrale mit dem Modul k' und der Amplitude β sind.

1) J. V. Jones, Proc. Roy. Soc. 63, 198, 1898.

2) A. Campbell, Proc. Roy. Soc. A. 79, 428, 1907.

$$k' = \cos\gamma \qquad \beta = \frac{c'}{k'},$$

$$k^2 = \frac{4Aa}{(A+a)^2 + x^2} = \sin^2\gamma, \quad c^2 = \frac{4Aa}{(A+a)^2}, \quad c'^2 = 1 - c^2.$$

Rosa gibt noch eine Formel zur Berechnung der gegenseitigen Induktion einer Rolle mit einer einzigen Drahtlage und einem koaxialen Kreis in der Ebene des einen Endes der Rolle (Fig. 11).

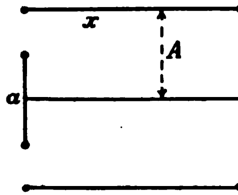


Fig. 11.

$$M = \frac{2\pi^2 a^2 N}{d}\left[1 + \frac{3}{8}\frac{a^2A^2}{d^4} + \frac{5}{64}\frac{a^4A^4}{d^8}X_2 + \frac{35}{512}\frac{a^6A^6}{d^{12}}X_4 + \right.$$

$$\left. + \frac{63}{1024}\frac{a^8A^8}{d^{16}}X_6 + \frac{231}{4096}\frac{a^{10}A^{10}}{d^{20}}X_8 + \frac{429}{16384}\frac{a^{12}A^{12}}{d^{24}}X_{10} + \ldots\right]$$

$$X_2 = 3 - 4\frac{x^2}{A^2}$$

$$X_4 = \frac{5}{2} - 10\frac{x^2}{A^2} + 4\frac{x^4}{A^4}$$

$$X_6 = \frac{35}{16} - \frac{35}{2}\frac{x^2}{A^2} + 21\frac{x^4}{A^4} - 4\frac{x^6}{A^6}$$

$$X_8 = \frac{63}{32} - \frac{105x^9}{4A^2} + 63\frac{x^4}{A^4} - 36\frac{x^6}{A^6} + 4\frac{x^8}{A^8}$$

$$X_{10} = \frac{231}{128} - \frac{1155}{32}\frac{x^2}{A^2} + \frac{1155}{8}\frac{x^4}{A^4} - 165\frac{x^6}{A^6} + 55\frac{x^8}{A^8} - 4\frac{x^{10}}{A^{10}}.$$

a = Radius des Kreises;
A = Radius des Solenoids;
x = Länge des Solenoids;
$d = \sqrt{x^2 + A^2}$;
N = ganze Anzahl der Windungen auf der Länge x.

Diese Formel ist im Gebrauch sehr bequem und gibt ziemlich genaue Werte. Der log von $\frac{a^2A^2}{d^4}$ gibt nämlich mit 2, 3 .... multi-

pliziert den log des entsprechenden Ausdruckes in den folgenden Gliedern, und die Ausdrücke X_2, X_4 usw. verhalten sich ähnlich.

Ist der Radius des Kreises der größere, dann ist A der Radius des Kreises und a der des Solenoids; in beiden Fällen bleibt aber $d = \sqrt{x^2 + A^2}$.

Liegt der Kreis in der Mitte eines Solenoids von der Länge $2x$, ist der Wert von M doppelt so groß als bei Berechnung mit x.

Liegt er nicht genau in der Mitte, muß M für jedes Ende getrennt berechnet werden. (Fortsetzung folgt.)

(Eingesandt 3. Februar 1909.)

Über einige Luftgebilde für gerichtete drahtlose Telegraphie.

Von **E. Bellini.**

Man bezeichnet als Luftgebilde für gerichtete drahtlose Telegraphie solche, welche als Sender die Eigenschaft haben nach verschiedenen Richtungen verschieden zu strahlen und als Empfänger auf die Wirkung der elektromagnetischen Wellen reagieren, deren Intensitäten von der Ausbreitungsrichtung abhängt.

Diese Luftgebilde finden in der drahtlosen Telegraphie und Telephonie ihre Anwendung zu dem Zwecke, die gegenseitige Störung der Stationen zu verhindern, das Telegrammgeheimnis zu wahren und die Richtung bzw. Lage einer Station zu bestimmen.

Alle diese Luftgebilde, vielleicht mit Ausnahme der horizontalen Antenne von Marconi und der schrägen Antenne von Braun, basieren auf dem Phänomen der Zusammensetzung von zwei oder mehr Schwingungen. In dem vorliegenden Bericht werden wir gewisse Klassen von solchen Luftgebilden für gerichtete Telegraphie behandeln, die, zwar bekannt, bisher nach unserer Kenntnis nicht vollständig studiert wurden, und von denen besonders gewisse Eigenschaften und charakteristische Züge, welche für die Praxis wichtig sind, nicht genügend hervorgehoben wurden.

Nach Fig. 1 bedeuten A und B zwei gleiche vertikale Antennen im Abstande d mit einer Wellenlänge λ.

In einem Punkte S in der Entfernung r auf einer Geraden OS, die mit der Geraden OA den Winkel φ bildet, erzeugt die Antenne A ein elektrisches (oder magnetisches) Feld von dem Momentanwert:

$$I \sin \left[m t + \frac{\pi d}{\lambda} \cos \varphi \right],$$

$\frac{\pi d}{\lambda} \cos \varphi$ ist der Winkel, welcher der Zeit entspricht, während welcher die Welle die Strecke $O a$ durchläuft.

Die Antenne B schwingt mit einer Phasendifferenz Θ gegen Antenne A. Das elektrische (oder magnetische) Feld im Punkte S von Antenne B hat den Momentanwert:

$$I \sin \left[m t + \Theta - \frac{\pi d}{\lambda} \cos \varphi \right].$$

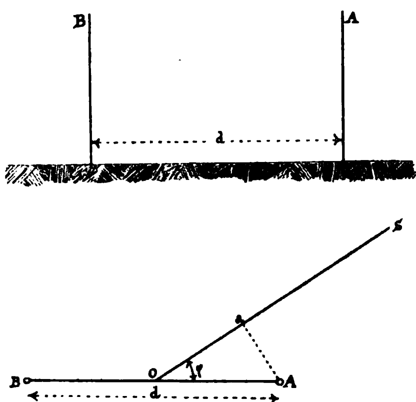


Fig. 1.

Das resultierende Feld im Punkte S wird also den Momentanwert haben:

$$I_R = 2 I \sin \left[m t + \frac{\Theta}{2} \right] \cos \left[\frac{\pi d}{\lambda} \cos \varphi - \frac{\Theta}{2} \right].$$

Die Gleichung

$$I_R = 2 I \cos \left[\frac{\pi d}{\lambda} \cos \varphi - \frac{\Theta}{2} \right]$$

stellt offenbar das Kurvendiagramm der Amplitude des elektrischen (oder magnetischen) Feldes in allen Punkten des Umkreises mit dem Zentrum O und dem Halbmesser r dar. Es ist interessant, die Anordnungen zu studieren, für welche eine oder mehrere Richtungen existieren, nach welchen das elektromagnetische Feld den Wert Null hat. Alle solche Anordnungen müssen offenbar der Bedingung genügen:

$$\frac{\pi d}{\lambda} \cos \varphi - \frac{\Theta}{2} = K 90^0,$$

wo K eine ungerade Zahl bedeutet.

Drei Klassen sind besonders interessant, nämlich:

Klasse I: $\Theta = 180^0$
„ II: $\Theta = 0^0$
„ III: $\Theta = \pi - \frac{2\pi d}{\lambda}$.

I. Klasse.

Die Gleichung für die elektrische (oder magnetische) Feldintensität lautet für diesen Fall:

$$I_R = 2 I \cos m t \sin \left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos \varphi\right) \cdot$$

Diese Gleichung zeigt:

a) Die Phase des elektrischen (oder magnetischen) Feldes, erzeugt durch ein Luftgebilde dieser Klasse, weicht um eine Viertelperiode von der Periode der Phase des Feldes ab, welches erzeugt würde, wenn nur eine einzige der vertikalen Antennen existierte und die Symmetrieachse des Luftgebildes einnehmen würde.

b) Die Amplitude des elektrischen (oder magnetischen) Feldes kann nicht den doppelten Wert derjenigen einer einzigen Antenne übersteigen.

c) Die Intensität des elektrischen (oder magnetischen) Feldes ist immer Null in den Richtungen $\varphi = 90^0$ und $\varphi = 270^0$.

d) Die Richtungen 0^0—180^0 und 90^0—270^0 sind stets Symmetrieachsen.

e) Die Phasen des elektromagnetischen Feldes in Punkten symmetrisch zur Achse 90^0—270^0 differieren um 180^0.

f) Die Phasen des elektromagnetischen Feldes in Punkten symmetrisch zur Achse 0^0—180^0 sind übereinstimmend.

Das Kurvendiagramm hat im allgemeinen eine komplizierte Form. Für den Fall $\frac{d}{\lambda} \leqq \frac{1}{6}$ kann man ohne große Fehler den Sinus mit dem Bogen vertauschen und so die Gleichung für das Kurvendiagramm schreiben:

$$I_R = \frac{2\pi d}{\lambda} I \cos\varphi .$$

In diesem Falle variiert I_R sinusförmig als Funktion von φ und das Kurvendiagramm wird dargestellt durch zwei sich berührende Kreise[1]) (Fig. 2). Dieses Resultat ist sehr interessant für die praktischen Anwendungen.

Die Fig. 3, 4, 5 und 6 stellen die Diagramme dar für die Fälle: $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}, \frac{3}{4}, 1, \frac{3}{2}$.

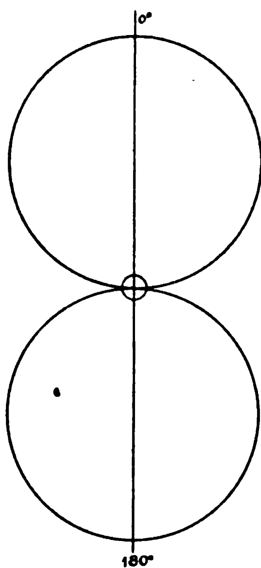


Fig. 2.

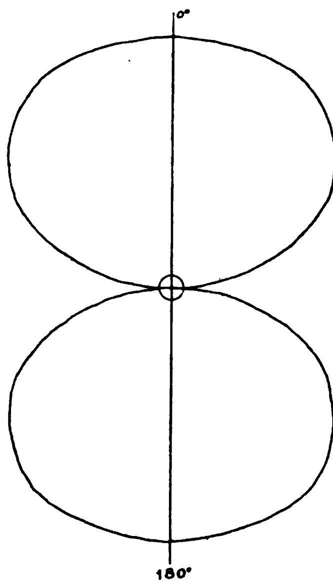


Fig. 3.

Die maximale Intensität ist gleich $2I$, wenn $\frac{d}{\lambda} \geqq \frac{1}{2}$.

Wenn $\frac{d}{\lambda} \leqq \frac{1}{2}$, so hat sie den Wert $2I \sin\frac{\pi d}{\lambda}$. Insbesondere

---

1) In diesem Diagramm und in den folgenden stellt die Gerade 0°—180° die Horizontalspur der Ebene, welche das Luftgebilde enthält, dar. Die Mittelpunkte der Diagramme sind solche der kleinen Kreise.

für $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{6}$ wird sie gleich I. Dieser Wert der Beziehung $\frac{d}{\lambda}$ ist also bedeutungsvoll sowohl hinsichtlich der Intensität wie der Energieverteilung im Raume.

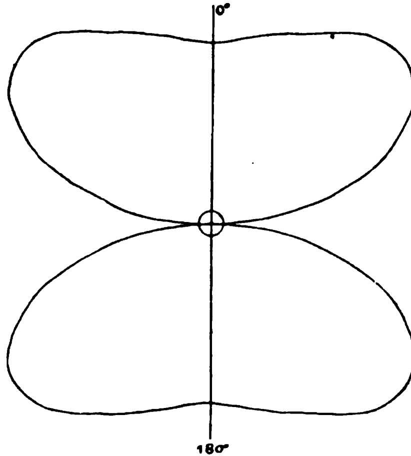


Fig. 4.

Praktisch ist es unumgänglich notwendig, daß die beiden vertikalen Antennen durch dieselbe Quelle elektrischer Schwingungen er-

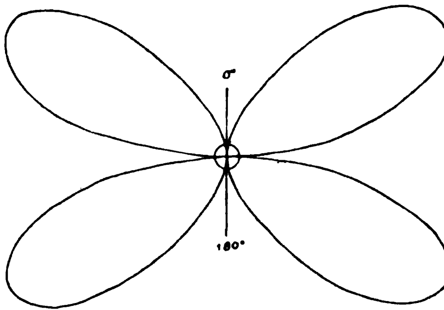


Fig. 5.

regt werden. Im allgemeinen Falle kann die Erregung eine direkte (Fig. 7) sein, eine induktive ohne Erde (Fig. 8), eine induktive mit Erde (Fig. 9), und eine elektrostatische (Fig. 10). In Spezialfällen können einige dieser Erregungstypen nicht angewendet werden.

Zum Beispiel für den Fall $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}$ sind nur die Anordnungen der Fig. 8, 9 und 10 zuständig und für den Fall $\frac{d}{\lambda} = 1$ nur diejenige der Fig. 10.

Ein bemerkenswerter Unterschied zwischen den Anordnungen mit Erde (Fig. 9) und solchen ohne Erde (Fig. 7, 8 und 10) besteht in der

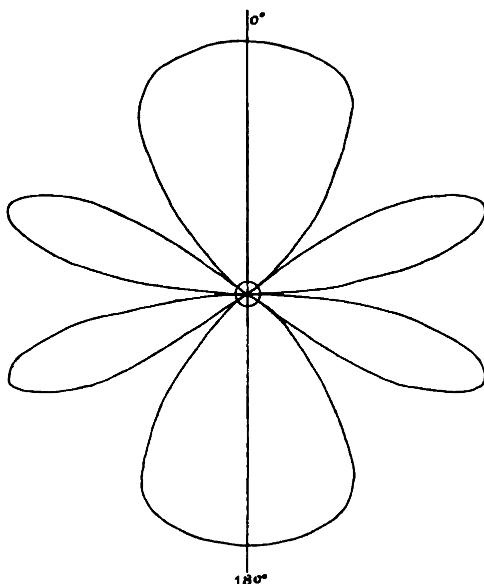


Fig. 6.

absoluteren richtenden Wirkung der letzteren gegenüber der ersteren. In der Tat die Strahlung der Schwingungskreise ohne Erde ist stets absolut Null in der Richtung senkrecht zu den Ebenen der Kreise, gleichgültig ob die Bedingungen der Resonanz erfüllt sind oder nicht; dagegen müssen diese Bedingungen rigoros erfüllt sein für den Schwingungskreis der Fig. 9, damit die Strahlung in der Richtung senkrecht zur Ebene der beiden vertikalen Antennen Null sei. Bei der Anordnung mit Erde ist die Richtfähigkeit eine Funktion der Abstimmung, während in den Anordnungen ohne Erde beide Eigenschaften gänzlich unabhängig voneinander sind.

II. Klasse.

Die Gleichung der Intensität des elektrischen (oder magnetischen) Feldes ist in diesem Falle:

$$I_R = 2\,I \sin m\,t \cos\left[\frac{\pi\,d}{\lambda}\cos\varphi\right].$$

Diese Gleichung zeigt:

a) daß die Phase des elektrischen (oder magnetischen) Feldes, erzeugt durch ein Luftgebilde dieser Klasse mit derjenigen des Feldes übereinstimmt, welches erzeugt würde, wenn nur eine einzige der vertikalen Antennen existierte und die Lage der Symmetrieachse des Luftgebildes einnehmen würde.

Fig. 7.

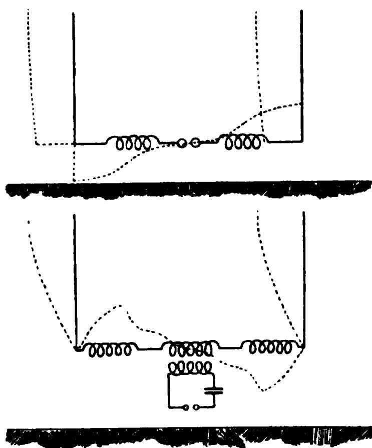


Fig. 8.

b) daß die Amplitude des elektrischen (oder magnetischen) Feldes immer gleich ist dem doppelten Wert derjenigen bei einer einzelnen vertikalen Antenne.

c) Es existieren stets zwei Maxima in den Richtungen $\varphi = 90^0$ und $\varphi = 180^0$.

d) Damit wenigstens eine Richtung mit der Intensität Null existiere, muß $\frac{d}{\lambda} \geqq \frac{1}{2}$ sein.

e) Die Richtungen 0°—180° und 90°—270° sind stets Symmetrieachsen der Kurvendiagramme.

f) Die Phasen der Punkte symmetrisch zur Achse 0°—180° sind übereinstimmend.

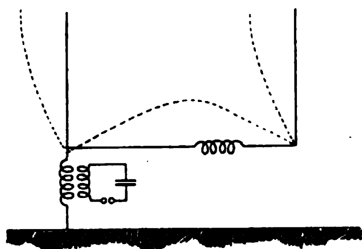


Fig. 9.

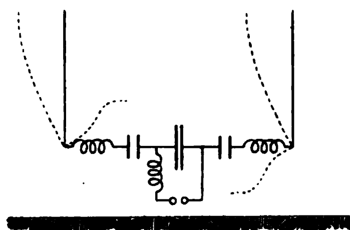


Fig. 10.

Das Kurvendiagramm hat im allgemeinen eine komplizierte Form. Für den Fall $\frac{d}{\lambda} \leqq \frac{1}{18}$ ist der Wert von $\cos \frac{\pi d \cos \varphi}{\lambda}$ stets nahezu

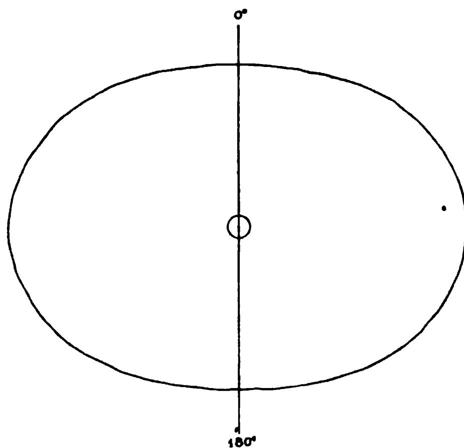


Fig. 11.

1; die Strahlung ist merklich konstant in allen Richtungen und das Kurvendiagramm nimmt nahezu Kreisform an.

Die Fig. 11, 12, 13 und 14 stellen die Diagramme dar für die Fälle: $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{4}, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}$.

Die Erregung des Luftleiterpaares kann sein induktiv ohne Erde (Fig. 15 u. 16), induktiv mit Erde (Fig. 17) und elektrostatisch mit Erde (Fig. 18).

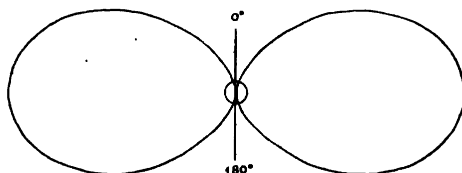


Fig. 12.

Diese Erregungstypen gestatten die Anordnung der beiden vertikalen Antennen in irgend einem Abstand mit Bezug auf die ausgesandte

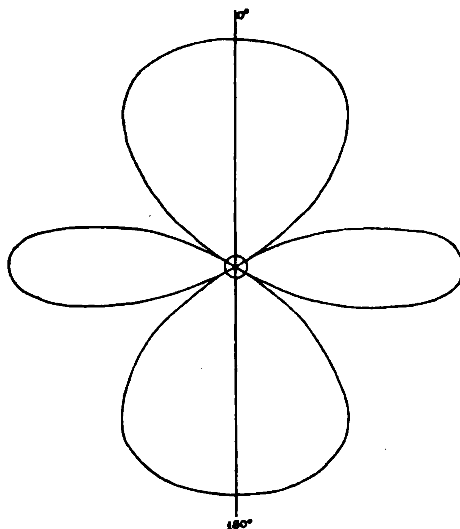


Fig. 13.

Wellenlänge. Die direkte Erregung (Fig. 19) gestattet die Aufstellung der beiden vertikalen Antennen nur in einem Abstand kleiner als $\frac{\lambda}{2}$; man erlangt mit ihr also keine Richtungen mit der Strahlung Null.

III. Klasse.

Die Gleichung der Intensität des elektrischen (oder magnetischen) Feldes ist in diesem Falle:

$$I_R = 2I \sin\left[mt - \frac{\pi d}{\lambda}\right] \sin\left[\frac{\pi d}{\lambda}(\cos\varphi + 1)\right].$$

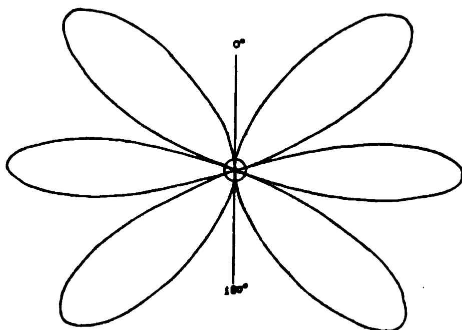


Fig. 14.

Diese Gleichung zeigt:

a) daß die Amplitude des elektrischen (oder magnetischen) Feldes nicht über den doppelten Wert derjenigen bei einer einzigen der vertikalen Antennen steigen kann.

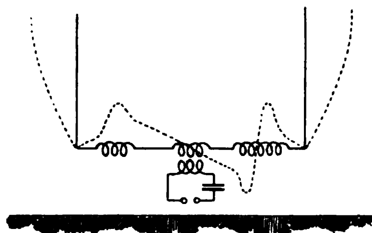


Fig. 15.

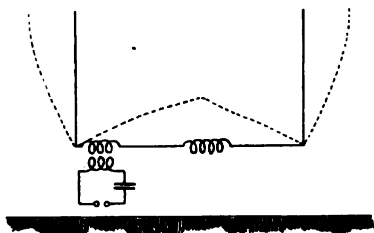


Fig. 16.

b) Dieser Wert ist erreicht wenn $\frac{d}{\lambda} \geqq \frac{1}{4}$.

c) Die Intensität des Feldes ist immer Null in der Richtung $\varphi = 180^0$.

d) Die Richtung 0^0—180^0 ist stets eine Symmetrieachse.

Das Kurvendiagramm hat im allgemeinen eine komplizierte Form. Für den Fall $\frac{d}{\lambda} \leq \frac{1}{12}$, indem man wieder den Sinus mit dem Bogen

Fig. 17.

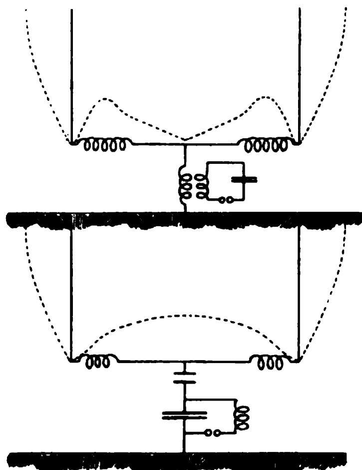


Fig. 18.

vertauscht, kann man die Gleichung des Kurvendiagramms in folgender Form schreiben:

$$I_R = \frac{2\pi d}{\lambda} I[1 + \cos\varphi]\cdot$$

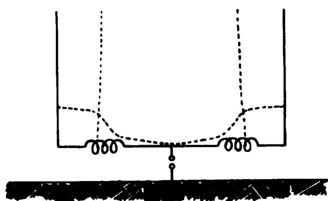


Fig. 19.

Die durch diese Gleichung dargestellte Kurve ist eine Kardioïde (Fig. 20).

Die Fig. 21 zeigt das Diagramm für den Fall $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{4}\cdot$

Die Fig. 22 zeigt die analogen Kurven für die Fälle $\frac{d}{\lambda} = \frac{3}{8}$ und $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{8}$.

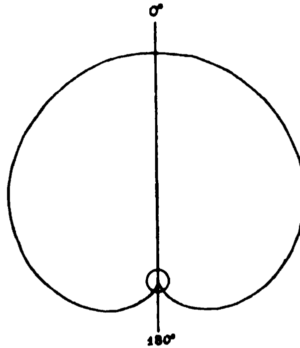


Fig. 20.

Es ist interessant zu bemerken, daß man dieselben Werte für $\varphi = 0$ (und für $\varphi = 180^0$) erhalten kann für Werte von $\frac{d}{\lambda}$, die verschieden von $\frac{1}{4}$ sind.

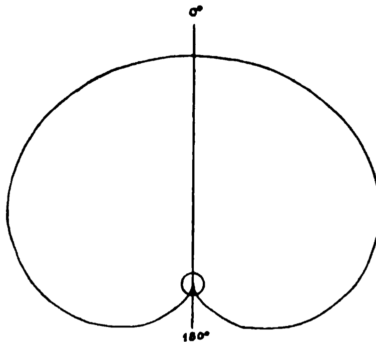


Fig. 21.

Die Erregung der Luftgebilde dieser Klasse bietet im allgemeinen große Schwierigkeiten dar. Aus praktischen Gründen ist es unumgänglich, daß die beiden vertikalen Antennen durch dieselbe Quelle der Schwingungsenergie erregt werden. Folglich ist das Problem der

Erregung der Luftgebilde dieser Klasse das gleiche wie dasjenige der Erzeugung von Schwingungen, die in der Periode um irgend einen Bruchteil derselben voneinander abweichen; die Lösung dieses letzteren Problems bietet bekanntlich große praktische Schwierigkeiten. — Es ist leicht, elektrische Schwingungen mit dem Unterschiede von einer Viertel-Periode zu erzeugen auf Grund der Phasenverschiebung einer Viertel-Periode zwischen:

a) dem erregenden Strom und der induzierten E.M.K.,
b) dem Ladungsstrom und der Potentialdifferenz an den Belegungen eines Kondensators,
c) dem Strom durch eine Selbstinduktionsspule und der Potentialdifferenz an ihren Enden.

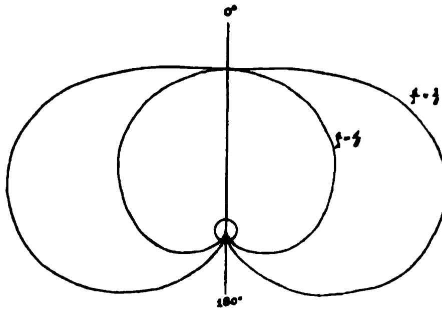


Fig. 22.

Wenn es sich aber darum handelt, die Phasendifferenzen zwischen 0° und 90° zu erzeugen und aufrechtzuerhalten, so werden die Dinge sehr kompliziert.

Es existiert zwar hierfür die Methode von Mandelstam und Papalexi[1]), aber auch diese, so ingeniös sie ist, bietet große praktische Schwierigkeiten dar.

Man muß noch in Rücksicht ziehen, daß die Antennen sich gegenseitig beeinflussen; dies hat zur Folge, daß zur Eigenerregung jeder Antenne noch die sekundäre Erregung auf Grund der gegenseitigen Beeinflussung hinzukommt.

Das Problem der Erregung der Luftgebilde dieser Klasse ist also sehr komplex und ihr konstantes Funktionieren sehr prekär.

1) Phys. Ztschr. 7, 303, 1906 und Jahrb. 1, 5, 1907.

IV. Klasse.

Die Luftgebilde dieser Klasse bestehen aus zwei gleichen Teilen von irgend einer Form, symmetrisch orientiert mit Bezug auf eine vertikale Axe und in entgegengesetzten Phasen schwingend (Fig. 23).

Das Funktionieren dieser Luftgebilde läßt sich aus demjenigen der Luftgebilde der ersten Klasse ableiten.

In der Tat können wir uns die Luftgebilde dieser Klasse vorstellen als in unendlich kleine Elemente geteilt durch unendlich nahe horizontale Ebenen. Jedes Paar Elemente zwischen denselben Ebenen verhält sich wie ein Luftgebilde der ersten Klasse von unendlich kleinen Dimensionen. Die Gesamtheit dieser Elementepaare, d. h. das ganze Luftgebilde, wird ein Diagramm des elektromagnetischen Feldes liefern

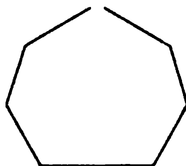


Fig. 23.

resultierend aus der Superposition unendlich vieler Diagramme von der Type derjenigen der Luftgebilde der ersten Klasse. Insbesondere, wenn die Größe eines Luftgebildes dieser vierten Klasse nicht $^1/_6$ Wellenlänge übersteigt, wird das Diagramm der elektrischen oder magnetischen Feldintensität in den verschiedenen Richtungen der Horizontalebene dargestellt durch zwei sich berührende Kreise wie diejenigen der Fig. 2

In diesem Falle würde man zur bequemeren Rechnung für das Luftgebilde dieser Klasse ein solches der ersten Klasse substituieren können, bestehend aus zwei Antennen in einem Abstand von nicht über $\frac{\lambda}{6}$.

Eine praktisch interessante Form der Luftgebilde dieser Klasse ist eine solche, die von zwei nach oben konvergierenden Antennen gebildet wird. Diese Luftgebilde haben den praktischen Vorzug, daß nur ein Mast nötig ist, um eine beliebige Anzahl von ihnen zu tragen.

Experimentelle Untersuchungen mit einem solchen Luftgebilde,

dessen Größen unterhalb $\frac{\lambda}{6}$ lag, haben die theoretischen Resultate bestätigt[1]). Für die Erregung der Luftgebilde dieser Klasse kann man irgend eine der Anordnungen nach Fig. 7, 8, 9 und 10 benutzen.

Wir haben bisher die Diagramme der Amplituden der elektrischen oder magnetischen) Feldintensitäten betrachtet und auf diese Diagramme kommt es in der Tat an, wenn der Detektor im Empfänger, sei es

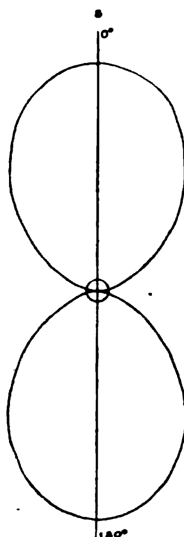


Fig. 24.

wegen seiner Natur oder der Art seiner Anbringung, ausschließlich auf die Amplituden dieser Felder reagiert.

Falls aber der benutzte Detektor auf den Integraleffekt anspricht, so hätte man die Energiediagramme zu betrachten. Diese Diagramme erhält man, indem man die Quadrate der Radiovektoren bildet; ihre Form erscheint in die Länge gezogen gegen diejenige der vorhergehenden Diagramme.

Die Fig. 24 und 25 stellen z. B. die Energiediagramme dar, welche den Amplitudendiagrammen der Fig. 2 und 20 entsprechen.

1) Electrical Engineering S. 771—775, 1907 und Jahrb. 1, 598, 1908.

Es ist also klar, daß Detektoren auf Integraleffekt viel günstiger für die gerichtete drahtlose Telegraphie sind als solche, welche auf maximale Amplitude ansprechen; bekanntlich sind sie auch für die Abstimmung am günstigsten.

Die richtenden Eigenschaften der bisher betrachteten Luftgebilde beziehen sich sowohl auf „Senden“ wie „Empfangen“. Die Theorie

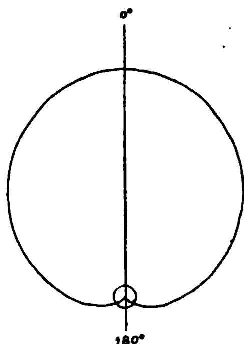


Fig. 25.

solcher Luftgebilde für den Empfänger ist ganz analog wie derjenigen für den Sender.

Die Diagramme der in diesen Luftgebilden induzierten E.M.K. und die Diagramme der Potentialdifferenz an den Polen des Detektors sind die gleichen wie diejenigen der Intensitäten der elektromagnetischen Felder, welche durch die gleichen Sender-Luftgebilde erzeugt werden.

Analog sind die Diagramme der Energie, welche in den verschiedenen Richtungen der Horizontalebene empfangen wird, die gleichen wie die Diagramme der Energie, welche von den gleichen Luftgebilden, wenn sie zum Senden dienen, ausgestrahlt wird.

(Aus dem Französischen. E.)

(Eingesandt 1. Februar 1909.)

Über den scheinbaren Ohmschen Widerstand von dünnen Metallplatten für Wechselstrom.

Von J. Bethenod.

Die Theorie des scheinbaren Ohmschen Widerstandes von Leitern für Wechselstrom ist von mehreren Autoren für gewisse spezielle Fälle entwickelt worden. Zu erwähnen in dieser Hinsicht sind die Arbeiten von Maxwell, Lord Rayleigh, Lord Kelvin, Barton[1]) usw. bezüglich zylindrischer Leiter, von Brylinski[2]) bezüglich Leiter, die einseitig durch eine Ebene begrenzt und sonst unbegrenzt sind, und schließlich von Boucherot[3]), der in einer äußerst eleganten Form ohne komplizierte Rechnung die praktisch brauchbaren Formeln an-

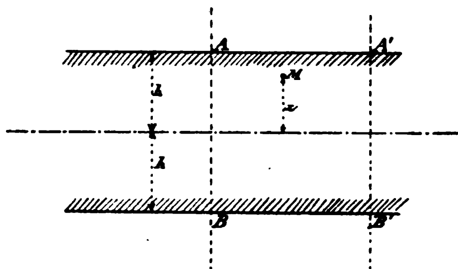


Fig. 1.

gegeben hat für den Fall, daß der Querschnitt groß ist im Verhältnis zu den Dimensionen der Oberflächenschicht, in welcher der Strom lokalisiert ist. Dies ist nicht immer der Fall mit dünnen Metallplatten, wie sie häufig in der Radiotelegraphie für die Herstellung guter Erdverbindung sowie für die Verbindungen zwischen den Kondensatoren und dem Schwingungskreis benutzt werden. Ich halte es deshalb von Interesse im folgenden einige einfachen Rechnungen wiederzugeben, welche ich für diesen Fall ausführte.

1) E. H. Barton, The equivalent resistance and inductance of a wire to an oscillatory discharge. Phil. Mag. 47, 433, 1899. — E. Néculcéa, Resistance et self-induction d'un fil dans une décharge oscillante. Criterium de la décharge oscillante d'un condensateur. La Lum. él. 23, 477, 1900.

2) E. Brylinski, Sur la résistance des conducteurs en courant variable. Bull. de la Soc. Internat. des Electriciens p. 255, 1906.

3) P. Boucherot, Sur la localisation superficielle des courants et flux variables. Bull. de la Soc. Internat. des Electriciens p. 663, 1908.

Wir betrachten eine leitende Platte (Fig. 1) von der Dicke $2h$, die von zwei unbegrenzten Ebenen begrenzt sei; es bedeute:

x die Entfernung irgend eines Punktes M von der Mittelebene der Platte,
δ die Stromdichte in diesem Punkt,
μ die als konstant angenommene Permeabilität der Platte,
c die Leitfähigkeit.

Wir nehmen an, daß der Wechselstrom eine Richtung senkrecht zur Ebene der Figur habe; wenn die Länge und Breite der Platte groß ist gegen ihre Dicke $2h$, so kann man die Annahme zulassen, daß die Platte in den beiden ersten Dimensionen unbegrenzt ist. Unter diesen Bedingungen hängt die Stromdichte δ nur noch von der Entfernung x und von der Zeit t ab, und die Maxwellschen Gleichungen führen sofort zu folgender Beziehung:

$$\frac{d^2 \delta}{d x^2} = 4 \pi \mu c \frac{d \delta}{d t}. \tag{1}$$

(Diese Gleichung kann übrigens direkt mit der größten Leichtigkeit aufgestellt werden).

Im folgenden werden wir nun als Rechnungsmethode die symbolische Methode benutzen, welche für unseren Fall große Vorteile der Einfachheit darbietet; wir werden ferner annehmen, daß der Strom (und folglich die Dichte δ in irgend einem Punkte des Querschnittes der Platte) sinusförmig als Funktion der Zeit variiert.

Wenn man also setzt:

$$\delta = \Delta e^{j \omega t} \qquad (j = \sqrt{-1})$$

indem man mit ω die Schnelligkeit der Pulsation des Stromes bezeichnet, so kann man die Gleichung (1) schreiben:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \Delta}{d x^2} &= 4 \pi \mu c \omega j \Delta \\ &= p^2 \Delta \end{aligned} \tag{2}$$

durch Substitution von

$$p^2 = \sqrt{4 \pi \mu c \omega j}. \tag{3}$$

Die allgemeine Lösung von Gleichung (2) ist:

$$\Delta = A e^{p x} + B e^{-p x}.$$

Aus Symmetriegründen soll ersichtlich der Wert der Dichte nicht modifiziert sein, da für x man $-x$ setzt; was verlangt:

$$A = B.$$

Es wird also:

$$\delta = A(e^{px} + e^{-px})\, e^{j\omega t}. \tag{4}$$

Betrachten wir den Strom J, der durch den Teil der Platte geht, welcher begrenzt ist durch zwei parallele Ebenen AB, $A'B'$ (Fig. 1) im Sinne der Ausbreitung des Stromes, und die voneinander um die Längeneinheit abstehen, so hat dieser Strom den komplexen Wert:

$$J = \int_{-h}^{+h} \delta\, dx = A\, e^{j\omega t}\left[\frac{e^{px}}{p} - \frac{e^{-px}}{p}\right]_{-h}^{+h}$$

$$= 2\frac{A\, e^{j\omega t}}{p}\left[e^{ph} - e^{-ph}\right]$$

Man kann nun leicht den reellen Wert der Maximalamplitude J_0 ableiten; wir setzen:

$$b = \sqrt{2\pi\mu c\omega} \tag{5}$$

und man kann dann schreiben:

$$p = b(1 + j)$$

und folglich:

$$J = \frac{2A\, e^{j\omega t}}{(1+j)b}\left[e^{(1+j)bh} - e^{-(1+j)bh}\right]$$

woraus:

$$J_0 = \frac{2A}{b\sqrt{2}}\sqrt{e^{2bh} + e^{-2bh} - 2\cos 2bh}. \tag{6}$$

In analoger Weise erhält man aus Gleichung (4) die reelle Amplitude δ_0 an einem Punkte des Plattenquerschnittes zu:

$$\delta_0 = A\sqrt{e^{2bx} + e^{-2bx} + 2\cos 2bx}. \tag{7}$$

Oder die Erwärmung in diesem Punkte durch den Joule-Effekt per Einheit des Querschnitts und Länge in der Stromrichtung ist:

$$\frac{1}{c}\cdot\frac{\delta_0^2}{2},$$

nach einer bekannten Formel. (Der Faktor $\frac{1}{2}$ kommt natürlich daher, daß δ_0 die maximale Amplitude ist und nicht der Wirkungswert). Um die Erwärmung durch den Joule-Effekt für den Querschnitt $ABA'B'$ zu kennen, braucht man also nur das Integral zu lösen:

$$W = \int_{-h}^{+h} \frac{1}{c} \cdot \frac{\delta_0^2}{2} dx$$

$$= \frac{A^2}{2c} \int_{-h}^{+h} (e^{2bx} + e^{-2bx} + 2 \cos 2bx)\, dx.$$

Also:

$$W = \frac{A^2}{2c} \left[\frac{e^{2bh} - e^{-2bh}}{b} + \frac{2 \sin 2bh}{b} \right]. \tag{8}$$

Anderseits kann der Widerstand r_W des Querschnittes $ABA'B'$ bei Durchgang des Wechselstromes von der Amplitude J_0 definiert werden durch die Gleichung:

$$W = r_W \frac{J_0^2}{2}. \tag{9}$$

Durch Gleichsetzen der beiden Werte für W und unter Berücksichtigung von Gleichung (6) erhält man so den Wert:

$$r_W = \frac{b}{2c} \cdot \frac{e^{bh} - e^{-bh} + 2 \sin 2bh}{e^{2bh} + e^{-2bh} - 2 \cos 2bh}. \tag{10}$$

Oder unter Benutzung der Bezeichnung der hyperbolischen sinus und cosinus:

$$r_W = \frac{b}{2c} \cdot \frac{\sinh 2bh + \sin 2bh}{\cosh 2bh - \cos 2bh}. \tag{10'}$$

Der Widerstand des gleichen Querschnittes für Gleichstrom würde offenbar sein:

$$r_G = \frac{1}{2ch}.$$

Man kann also schreiben:

$$r_W = r_G \cdot bh \cdot \frac{\sinh 2bh + \sin 2bh}{\cosh 2bh - \cos 2bh}. \tag{11}$$

Man verifiziert übrigens leicht, daß, wenn ω [d. h. b nach Gleichung (5)] sich der Null nähert, r_W sich r_G nähert (was a priori vorausgesehen werden konnte). Ebenso ist es, wenn die Dicke $2h$ sich der Null nähert. Die Formeln (10), (10'), (11) lösen das Problem, das wir uns gestellt hatten; wenn f die Frequenz des Wechselstromes bezeichnet, so kann man übrigens schreiben:

$$b = 2\pi\sqrt{\mu c f}, \tag{5'}$$

eine Formel, die bequem für numerische Beispiele ist. Nehmen wir zum Beispiel:

$$\mu = 1$$
$$c = 0{,}6 \cdot 10^{-3} \text{ (dünne Kupferplatte)},$$
$$f = 100\,000;$$

so findet man unmittelbar:

$$b \gtrapprox 48{,}6.$$

Wenn die Dicke $2h$ der Platte beispielsweise $\frac{10}{100}$ cm ist, so hat man:

$$2bh = 4{,}86.$$

Man verifiziert also leicht, daß in den Formeln (10) und (11) der Bruch, der den letzten Faktor des zweiten Gliedes bildet, sich ersichtlich auf die Einheit reduziert für einen solchen Wert von $2bh$. Die Formel (11) reduziert sich in diesem Falle[1]) auf:

$$\begin{aligned} r_W &\gtrapprox r_G \cdot b h \\ &\gtrapprox r_G \cdot 2{,}43. \end{aligned} \tag{11'}$$

Die Vergrößerung des Widerstandes ist also sehr merklich, aber das würde nicht mehr so sein bei gleicher Frequenz, wenn die Dicke $2h$ reduziert würde auf beispielsweise $\frac{2}{100}$ cm; in diesem Falle würde die Widerstandsvergrößerung nur etwa 20 % betragen; der Bruchausdruck der Formel (11) wäre dann sehr merklich von 1 verschieden.

---

1) Die Formel (10) reduziert sich in diesem Falle auf:

$$r_W = \frac{b}{2c}.$$

Diese sehr einfache Form, streng genommen für $h = \infty$, kann direkt demonstriert werden durch Anwendung der l. c. angegebenen Methode von P. Boucherot.

(Aus dem Französischen. E.)

(Eingesandt 25. Februar 1909.)

Die „elektrolytischen" Unterbrecher.[1])

Von **Paul Ludewig.**

Im folgenden soll über Versuche referiert werden, die sich mit der Frage nach der ·physikalischen Natur des Unterbrechervorganges beim Wehneltschen Stift- und Simonschen Lochunterbrecher befassen und die Verfasser teils im Göttinger Institut für angewandte Elektrizität, teils im Elektrotechnischen Institut der Technischen Hochschule in Karlsruhe gemacht hat.

I. Der Lochunterbrecher.

H. Th. Simon hat für den Stift- und Lochunterbrecher angenommen, daß die zur Stromunterbrechung nötige Gasblase ihren Grund in der an der kleinen Einschnürungsstelle des Stromes auftretenden Joulewärme habe. Danach besteht sie also lediglich aus Wasserdampf. Er nahm an, daß die zu einer Unterbrechung nötige Gasmenge bei einer gegebenen Stiftlänge resp. Lochgröße konstant ist. Also

$$C = \int_0^T i^2 w_u \, d t,$$

wo w_u der Widerstand der Stromeinschnürungsstelle ist.

Um dies Gesetz zu prüfen, muß neben der Bestimmung der elektrischen Größen des Stromkreises die Unterbrechungszahl bestimmt werden. Die einzig einwandsfreie Methode dafür besteht darin, daß man die Stromkurve von einem Oszillographen aufzeichnen läßt. Aus der Umdrehungsgeschwindigkeit der Trommel ist dann die Unterbrechungszahl sehr genau zu bestimmen. Zugleich ist man imstande, das richtige Funktionieren des Unterbrechers zu kontrollieren.

Verfasser hat das Simonsche Gesetz für den Lochunterbrecher bestätigt gefunden. Trägt man das $\int_0^T i^2 w_u \, d t$ als Funktion der Unterbrechungszahl auf, so erhält man die Kurven der Fig. 1. Die angeschriebenen Zahlen bedeuten den Lochdurchmesser.

Oberhalb von etwa 50 Unterbrechungen pro sec. ist die Kurve tatsächlich eine Parallele zur Abszissenachse. Dagegen zeigt sich, daß bei Unterbrechungszahlen unterhalb 50 pro sec. immer mehr Wärme für eine Unterbrechung nötig ist.

1) Gött. Dissert. 1907 und Ann. d. Phys. 25, 467, 1908 u. 28, 175, 1909.

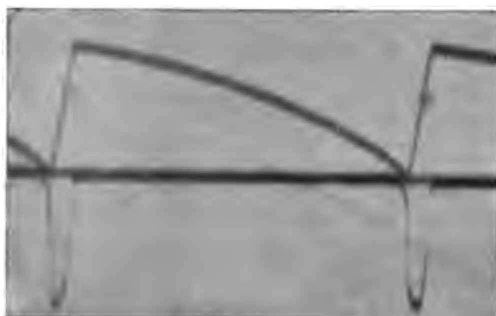


Fig. 3. ←



Fig. 4. ←

Zeitlicher Verlauf im Sinne des Pfeiles.

Paul Ludewig.

Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig.



Fig. 7.



Fig. 8.



Fig. 9.



Fig. 10.

Die Zeit läuft im Sinne des Pfeiles.

Paul Ludewig.

Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig.

Der Grund dafür liegt in folgendem: Während des Stromanstieges wird schon von dem im Loch befindlichen, erwärmten Flüssigkeitsquantum Wärme fortgeführt und zwar um so mehr, je langsamer die Unterbrechungen sind. Bei schnellen Unterbrechungen kommt diese Wärmeableitung nicht mehr in Frage. Hier gilt das Simonsche Wirkungsgesetz.

Eine Probe auf diese Erklärung liefert eine Versuchsreihe, deren Daten für die Fig. 2 benutzt wurden.

Es sind je 2 Punkte der in Fig. 1 enthaltenen Kurve $C = f(n)$ bei verschiedenen Temperaturen der Flüssigkeit aufgenommen. Man

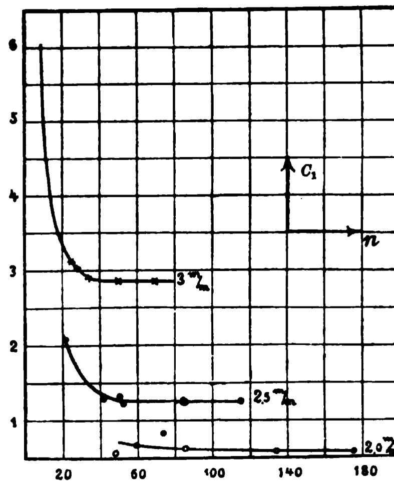


Fig. 1.

sieht, daß sich bei hohen Temperaturen, wo keine oder geringe Wärmeableitung möglich ist, das bei tiefen Temperaturen auftretende anfängliche Fallen der Kurve nicht mehr zeigt.

Man hat sich also den Vorgang im Lochunterbrecher folgendermaßen zu denken. Beim Schließen des Stromkreises steigt der Strom nach dem bekannten Gesetz

$$i = \frac{E}{w}\left(1 - e^{-\frac{w}{L}t}\right)$$

an, das für einen Stromkreis mit Widerstand und Selbstinduktion beim Stromschluß gilt. Durch den Stromdurchgang wird an dem engen

Loch Joulesche Wärme entwickelt, welche die im Loch befindliche Flüssigkeitsmenge mehr und mehr erhitzt, bis sie plötzlich — vielleicht tritt hier ein Phänomen ein, welches dem der Unterkühlung einer Flüssigkeit ähnlich ist — verdampft. Das Loch ist mit Wasserdampf und zwar — mit den obigen Einschränkungen — mit einer konstanten Dampfmenge gefüllt, die den Stromdurchgang verhindert. Der Strom fällt plötzlich auf Null und löst dadurch in der Selbstinduktion — darin liegt die Notwendigkeit des Vorhandenseins von Selbstinduktion im Kreise — eine Öffnungsspannung aus, die ca. 500 Volt und mehr

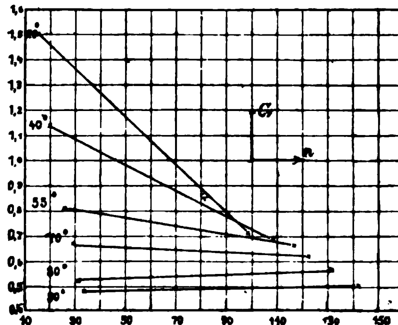


Fig. 2.

betragen kann. Die Gasblase wird durchschlagen. Ein Teil des Gasgemisches explodiert, ein Teil steigt in die Höhe. Im Loch ist wieder Flüssigkeit und der Strom steigt wieder an.

II. Der Stiftunterbrecher.

Der Vorgang im Stiftunterbrecher ist viel komplizierter.

a) Unipolarität.

Es kommt hier hinzu das Phänomen der Unipolarität des Stiftunterbrechers. Er funktioniert nur, wenn der Stift Anode ist. Im anderen Falle treten wohl auch Unterbrechungen auf, aber der Stift schmilzt bald ab.

Die Simonsche Theorie nimmt auf eine derartige Unsymmetrie keine Rücksicht. Von den verschiedenen Versuchen zu ihrer Erklärung, die in der Literatur vorhanden sind, hat sich die von Stark und Cassuto aufgestellte als richtig erwiesen. Nach ihr ist bei

falscher Schaltung des Wehneltunterbrechers (Stift-Kathode) ein im Augenblick der Unterbrechung zwischen Stift und Flüssigkeit auftretender, von der Öffnungsspannung genährter Lichtbogen die Ursahec des Abschmelzens des Platinstiftes. Macht man den Stift zur Anode, so tritt nicht ein Lichtbogen, sondern nur ein kurzdauernder Funken auf. Der Unterbrechungsvorgang ist nicht gestört. Sie stützen ihre Behauptung auf Versuche, die sie mit einem Lichtbogen zwischen einem Metall und einer Flüssigkeitsoberfläche anstellten. Es zeigte sich, daß im Einklang mit der modernen Ionentheorie des Lichtbogens ein Lichtbogen nur zustande kommen konnte, wenn die Kathode Weißglut erreichte, also nicht, wenn die Flüssigkeit Kathode war.

Um diese Vorstellung zu prüfen, hat Verfasser zugleich mit den oszillographisch aufgezeichneten Strom- und Spannungskurven die am Stift auftretende Lichterscheinung mitregistriert. Die Fig. 3 und 4 zeigen das Resultat. Fig. 3 ist mit positivem Stift, Fig. 4 mit negativem Stift aufgezeichnet. „Man sieht, daß bei aktiver Anode nach der Unterbrechung ein ganz lichtschwaches Fünkchen auftritt, daß der Strom in relativ steiler Kurve abfällt, und daß die Spannung schnell auf einen hohen Wert ansteigt; daß bei aktiver Kathode aber eine recht lichtstarke Lichtbogenerscheinung bei relativ niedriger Unterbrechungsspannung einsetzt, daß der Stromabfall außerordentlich verlangsamt ist, und daß die Spannung mit ziemlichen Schwankungen auf tiefen Werten bleibt.

b) Wirkungsweise des Stiftunterbrechers.

Es fragt sich nun, ob auch beim Wehneltunterbrecher das Simonsche Wirkungsgesetz gilt, ob der Vorgang beim Simon- und Wehneltunterbrecher genau der gleiche ist.

Ein Vergleich der Unterbrechungszahlen beider Unterbrecher unter gleichen Versuchsbedingungen (wirksame Platinoberfläche = Lochquerschnitt) zeigte, daß der Wehneltunterbrecher stets 4—5 mal schneller unterbrach als der Lochunterbrecher. Fig. 5 enthält zum Vergleich die nach oszillographischen Aufnahmen aufgezeichneten Stromkurven beim Loch- und beim Stiftunterbrecher. Bei letzterem tritt die Unterbrechung früher ein, als bei ersterem. Es ist beim Wehneltunterbrecher nicht nur die durch Joulewärme entstehende Dampfmenge zum Stromabschluß wirksam. Es kommt noch hinzu die auf elektrischem Wege abgeschiedene Sauerstoffmenge.

Nimmt man an, daß die gesamte, während einer Unterbrechungsdauer entwickelte Gasmenge konstant ist, so erhält man die Gleichung

$$C = A \int_0^T i\,dt + B \int_0^T i^2 w_u\,dt = i_g T + i_w^2 w_u T.$$

T = Dauer einer Unterbrechung,
i_g = Gleichstromstärke,
i_w = effektiver Wert der Stromstärke,
w_u = Widerstand an der Einschnürungsstelle.

Der erste rechts stehende Betrag rührt von der Elektrolyse, der zweite von der Jouleschen Wärme her.

Man kann jeden dieser beiden Beträge berechnen und als Funktion der Unterbrechungszahlen auftragen. Man erhält in jedem Falle abfallende

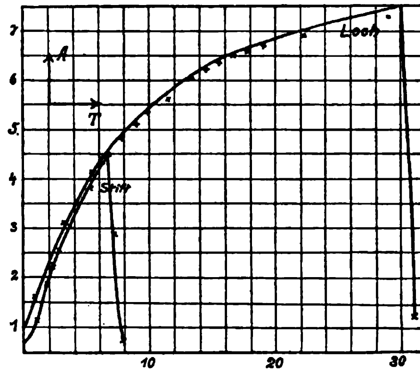


Fig. 5.

Kurven. Es zeigt sich also, daß beim Wehneltunterbrecher mit zunehmender Unterbrechungszahl immer weniger Gas zum Stromabschluß nötig ist.

Um dies zu erklären, habe ich folgenden Versuch gemacht (Fig. 6): Der Lichtstrahl der Bogenlampe *a* wird von der mit Löchern versehenen, rotierenden Kupferscheibe *c* abwechselnd abgeblendet und hindurchgelassen. Er zeichnet auf der gleichfalls rotierenden Trommel *g* mit Hilfe der photographischen Kamera *e* ein Schattenbild des Stiftes *d* des Wehneltunterbrechers auf. Der Spalt *f* dient zur scharfen Begrenzung des Bildes.

„Man erhält bei einer Aufnahme, wenn der Unterbrecher nicht in Tätigkeit ist, eine Reihe von Abbildungen des Stiftes und zwar

weiße Bilder auf schwarzem Grunde (vgl. Fig. 7). Beim Betriebe des Unterbrechers bildet sich auch die Gasblase mit ab, da sie das Licht nicht hindurchläßt (vgl. Fig. 8—10).

Fig. 8. Die Schnelligkeit der Unterbrechungen beträgt etwa 10 pro sec. Die Anzahl Aufnahmen während einer Unterbrechung ca. 18. Die Stellung des Stiftes ist senkrecht nach unten. Nach der Unterbrechung ist der Stift fast frei von Blasen. Diese setzen sich dann sehr unregelmäßig, wahrscheinlich an kleinen Erhöhungen des Stiftes an, während dazwischenliegende Stellen des Stiftes noch mit der Flüssigkeit in Berührung sind und den Strom leiten. Ist der Strom stark genug geworden und die Stellen, an welchen Platin und Flüssigkeit noch in Berührung sind, klein genug, so wird jetzt an diesen die Joulewärme besonders stark zur Geltung kommen und eine Verdampfung herbeiführen, so daß die Gasblase den Stift voll umhüllt und die Unterbrechung bewirkt. Dadurch wird in der Selbstinduktion eine hohe Spannung induziert, die einen Teil des aus Sauerstoff und Wasserdampf bestehenden Gasgemisches zur Explosion bringt. Es explodiert aber nicht alles Gas, da es nicht im richtigen Verhältnis gemischt ist. Der übrig bleibende Sauerstoff wird durch die Gewalt der Explosion vom Stift fortgeschleudert. Dieser kommt wieder in Berührung mit der Flüssigkeit. Ein Teil der Sauerstoffmenge wird nach unten abgestoßen und bildet sich in einer kleinen Blase ab, die langsam durch ihren Auftrieb in die Höhe steigt (vgl. Fig. 8). Der andere Teil des Sauerstoffs steigt (wahrscheinlich ohne den Stift im ganzen zu berühren) ebenfalls langsam in die Höhe.

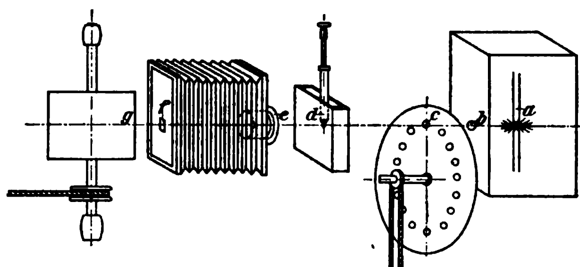


Fig. 6.

Fig. 9 ist eine Aufnahme, bei welcher der Unterbrecher ca.

30 Unterbrechungen pro sec. lieferte. Sie zeigt etwa das gleiche Bild wie Fig. 8.

Fig. 10 ist bei 70 Unterbrechungen pro sec. gemacht.

Die Fig. 8—10 ergeben für die Tatsache, daß die zu einer Unterbrechung nötige Gasmenge mit zunehmender Geschwindigkeit kleiner wird, folgende Gesichtspunkte.

1. Bei der Explosion wird ein Teil des Sauerstoffs in Form eines Bläschens nach unten geschleudert, steigt dann durch seinen Auftrieb wieder in die Höhe und vereinigt sich wahrscheinlich mit der inzwischen zur nächsten Unterbrechung gebildeten Blase. Darin liegt ein Grund, daß die zu einer Unterbrechung nötige Gasmenge nicht konstant ist.

2. Fig. 9 zeigt, wie ein Teil des den Stift umhüllenden Gases sich während des Stromanstieges an der Seite vollkommen loslöst und emporsteigt. Je länger die Unterbrechungsdauer, desto mehr Gas wird auf diese Weise für die Unterbrechung nutzlos werden.

3. Die Blase setzt außerordentlich unregelmäßig an und zieht sich infolge ihres Auftriebes an dem Stift in die Höhe. Man erkennt dies deutlich an dem langsamen Hinaufwandern der Einschnürungsstellen am Stift. Je langsamer die Unterbrechungen, desto mehr Sauerstoff geht auf diese Weise für die Abschnürung des Stromes verloren.

4. Die durch die Explosion vom Stift frei gemachte Sauerstoffmenge wird bei langsamen und schnellen Unterbrechungen immer mit etwa derselben Geschwindigkeit nach oben streben. Bei Fig. 8 ist der Teil der Unterbrechungszeit, während welcher sich diese verbrauchte Gasmenge emporbewegt, ziemlich gering. In Fig. 9 dauert dieser Vorgang schon die Hälfte der ganzen Unterbrechungszeit. Bei Fig. 10 endlich hat diese Gasmenge keine Zeit mehr, vollkommen emporzusteigen. Ehe sie verschwunden ist, setzt schon die nächste Unterbrechung ein. Man muß daher annehmen, daß die von der vorigen Unterbrechung herrührende Gasmenge gleich zum Teil mit zur nächsten verwendet wird, und zwar um so mehr, je schneller die Unterbrechungen sind.

Diese vier Gründe erklären die Tatsache, daß die zu einer Unterbrechung nötige Gasmenge mit zunehmender Unterbrechungszahl abnimmt."

Mitteilungen aus der Praxis.

Der elektromagnetische Lichtschreiber als Empfangsorgan in der drahtlosen Telegraphie.

Von **Hans Simon.**

Bei der Ausgestaltung der Empfangsapparate für drahtlose Telegraphie machte sich das Bedürfnis nach einem zuverlässigen Schreibapparat geltend. Man suchte nach Mitteln, die ankommenden Zeichen, gleich den Morsezeichen der Drahttelegraphie, auf einem Papierstreifen aufnehmen zu können. Ein solcher gab erstens eine größere Sicherheit über die Kenntnis des ankommenden Telegramms, zweitens wurde eine einwandsfreie Urkunde geschaffen. Die Schreibempfangsapparate, wie sie bisher in der Strahlentelegraphie benutzt wurden, beruhten im Prinzip in der Wellenempfindlichkeit eines sogenannten Fritters, welcher auf ein mit einem Morsefarbschreiber in Verbindung gebrachtes Relais arbeitete. Das einwandsfreie und sichere Funktionieren dieses sogenannten Fritterschreibers hörte aber bei größeren Reichweiten bald auf, da der Fritter im allgemeinen zu wenig empfindlich war, um bei gleichbleibender Senderenergie auf größere Entfernungen anzusprechen. Mit den Vergrößerungen der Reichweiten in der drahtlosen Nachrichtenübertragung mußte nun selbstverständlich auch der Schreibapparat gegenüber dem Hörapparat gleichen Schritt halten. Der Fritterschreiber mußte also bei den erhöhten Forderungen, welche die Praxis an ihn stellte, zurückbleiben. An Stelle des Fritters mit Relais und Morseapparat trat die sogenannte Thermozelle in Verbindung mit dem bei weitem empfindlicheren Fadengalvanometer. Der bisherige Fritterschreiber, welcher nach Art eines Morseapparates die empfangenen Zeichen auf einem Registrierstreifen mit Tinte registrierte, wurde durch den elektromagnetischen Schreiber ersetzt, welcher die direkte photographische Aufnahme der durch die ankommenden Wellen im Fadengalvanometer hervorgerufenen Impulse gestattete.

Das Prinzip des sogenannten Fadengalvanometers wurde im Jahre 1897 durch den französischen Telegraphen-Ingenieur namens Ader angegeben. Dieser beschäftigte sich in der Hauptsache mit den Fragen der Kabeltelegraphie und arbeitete ganz besonders an der Verbesserung der diesbezüglichen Empfangsapparate. Die große Trägheit des Thomsonschen Syphon-Rekorders veranlaßte ihn zur Konstruktion

seines Fadengalvanometers, welches eine bei weitem geringere Trägheit besaß und somit ein bedeutend schnelleres Telegraphiertempo zuließ. Gleichzeitig hiermit macht Ader die Angabe einer photographischen Registrierung und war hiernach der erste, welcher diese photographische Registrierung der ankommenden Zeichen ausführte. Als die kontinuierlichen Schwingungen vor wenigen Jahren in der Praxis der drahtlosen Telegraphie Eingang fanden, wurde das Prinzip des Aderschen Empfängers wieder aufgegriffen. Die C. Lorenz Aktiengesellschaft (Besitzerin des Poulsensystems) baute einen solchen photographischen Empfänger gemäß der Forderung der Praxis aus und es soll nun der Zweck dieser Zeilen sein, den von obiger Firma fabrizierten Apparat

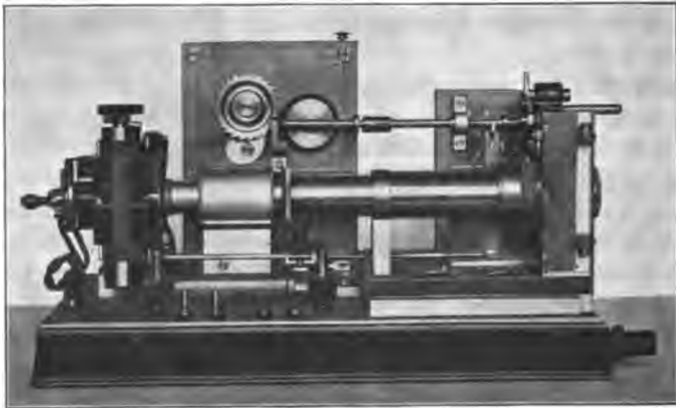


Fig. 1.

näher zu beschreiben. Vorher sei noch der Vorgang im Apparat kurz angegeben.

Die ankommenden hochfrequenten Ströme erfahren infolge eigentümlicher physikalischer Vorgänge in der Zelle eine Gleichrichtung, und der so geschaffene Gleichstrom bringt den in einem magnetischen Felde befindlichen Faden eines Galvanometers zur Ablenkung. Der die Ablenkung erfahrende Galvanometerfaden wird auf einen sich in Bewegung befindlichen, lichtempfindlichen Papierstreifen in starker Vergrößerung projiziert, welcher entwickelt und fixiert wenige Sekunden nach Empfang des Telegramms aus dem Apparat läuft.

Hinsichtlich der Konstruktion des Apparates kann man 4 Hauptteile unterscheiden. Den elektrischen Teil, die Optik, den photographischen Teil und die Antriebsvorrichtung.

Fig. 1 stellt das Instrument in seiner Gesamtanordnung dar und gestattet einen klaren Überblick über die einzelnen genannten Organe. Links auf der Abbildung ist ein Hufeisenmagnet sichtbar, welcher zwischen seinen Polen einen auswechselbaren Einsatz mit dem Galvanometerfaden trägt. Das Ganze stellt also den elektrischen Teil dar und zwar in der Form eines sogenannten Fadengalvanometers. Die parallel mit der Grundplatte montierte Röhre ist der Träger einer lichtstarken Optik, welche die Ausschläge des Galvanometerfadens ca. 60fach vergrößert. Der rechts vorn befindliche Kasten enthält in seiner Grundplatte das für die photographische Registrierung notwendige lichtempfindliche Papier, welches über entsprechend angeordnete Rollen erst durch einen Entwickler, später durch ein Fixierbad geführt wird und hiernach den Apparat verläßt. Den Antrieb des Apparates bewirkt ein kräftiges Uhrwerk. Dasselbe ist in der Fig. 1 hinter der die Optik tragenden Röhre sichtbar. An Stelle eines Werkes kann ebensogut ein kleiner Elektromotor aufmontiert werden.


Fig. 2.

Wie im vorstehenden schon erwähnt, ist das eigentliche Empfangsorgan ein Fadengalvanometer von hoher Empfindlichkeit (Ströme von 10^{-8} Ampere sind noch gut aufzunehmen). Der durch die Zelle gleichgerichtete hochfrequente Empfangsstrom wird nach zwei in die Grundplatte des Apparates eingelassene Buchsen geführt. Diese sind durch Drähte unterhalb der Platte über zwei auf dem Magnetgestell isoliert angebrachten Kontaktfedern mit den beiden Enden des Galvanometerfadens leitend verbunden. Der Galvanometerfaden selbst ist in einem Gehäuse untergebracht, welches eine Spezialausführung des Prof. Dr. Edelmannschen Fadeneinsatzes ist. Die Fig. 2 stellt diese durch die Firma C. Lorenz Aktiengesellschaft vorgeschriebene Ausführung dar: Ein Goldfaden von ca. 0,004 mm Stärke (Widerstand ca. 150 Ohm) ist zwischen zwei am Einsatz unten und oben befindlichen Hartgummistücken ausgespannt. Die beiden Enden des Fadens sind leitend mit zwei Messingplatten verbunden, welche außen auf den Hartgummistücken angebracht sind und mit den obenerwähnten Federn Kontakt haben. Ein oben am Einsatz befindlicher Hartgummiknopf gestattet

die Spannung des Fadens innerhalb eines großen Bereiches zu verändern. Diese Veränderung gibt ein Mittel an die Hand, die Leichtigkeit der Fadenbewegung und damit die Empfindlichkeit des Galvanometers zu verändern. Ein an dem Hartgummiknopf vorgesehener Anschlag nach beiden Seiten verhütet ein zu festes Anspannen (Zerreißen) des Fadens, bzw. ein zu loses Anspannen (Ankleben an der Gehäusewand). Der eigentliche Körper des Einsatzes besteht aus Messing, in welches längsseits Eisenstücke eingelassen sind, welche einen guten magnetischen Schluß mit den beiden Polen des Hufeisenmagneten gewährleisten sollen. In der Mitte des Körpers befindet sich eine Durchbohrung, welche einerseits die Beobachtung und andererseits die Beleuchtung

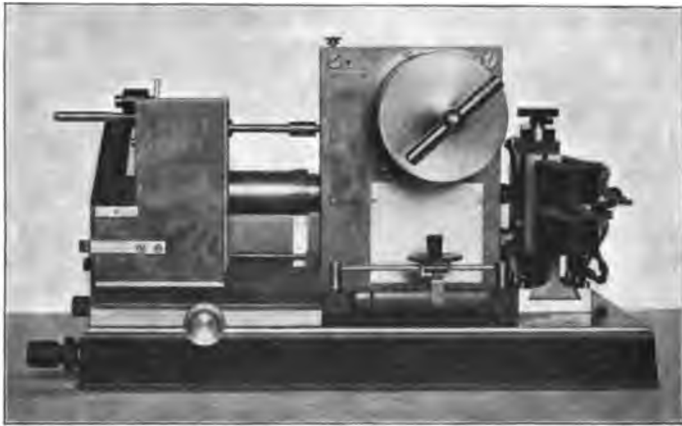


Fig. 3.

des Galvanometerfadens ermöglichen soll. Zur zweckmäßigen Regulierung des Fadenausschlages dient neben dem am Einsatz angebrachten Hartgummiknopf noch ein Regulierwiderstand, welcher parallel zum Faden geschaltet werden kann. Der Widerstand ist in Fig. 3 rechts vorn zu ersehen. Die Beleuchtung des Fadens geschieht durch eine kleine Glühlampe, welche hinter dem Magnetsystem und vor der Durchbohrung des Fadeneinsatzes angeordnet ist. Bei einer Spannung von 3—4 Volt verbraucht die Lampe 0,6 Ampere und kann demnach durch Trockenelemente oder Akkumulatorenzellen gespeist werden. Ein in der Fig. 1 vorn sichtbarer Regulierwiderstand gestattet die Lichtstärke und damit den photochemischen Effekt in großen Grenzen zu regulieren. Die Stromquelle für die Lampe wird an zwei vorn links

aus der Grundplatte herausragende Stöpsel angeschlossen, welche wiederum unter der Grundplatte mit der Lampenfassung leitend verbunden sind. Diese Fassung kann sehr schnell aus dem Apparat zu eventuellem Ersatz der Lampe herausgenommen und wieder eingesetzt werden.

Die Optik (Zeißsches Fabrikat) ist auf einem Sockel angebracht, welcher durch einen links an der Vorderseite des Schreibers (Fig. 4) befindlichen Hartgummiknopf in der Richtung der optischen Achse



Fig. 4.

verschoben werden kann. Durch die Optik wird das Fadenbild (Schattenbild) auf eine ebenfalls auf der Vorderseite des Schreibers sichtbare Mattscheibe projiziert und kann nun mit Hilfe des vorerwähnten Hartgummiknopfes scharf eingestellt werden. Ein gleicher, aber rechts befindlicher Knopf bewegt das auf einem Schlittengestell bewegliche Magnetsystem in orthogonaler Richtung zur optischen Achse und gestattet somit eine seitliche Verschiebung des Bildes auf der Mattscheibe. Durch Beobachtung des Fadens auf der Mattscheibe ist gleichzeitig ein optischer Empfang gegeben. Bei geringer Übung kann

man die ankommenden Zeichen aus den Bewegungen des Fadenbildes auf der Mattscheibe leicht erkennen.

Direkt vor der Mattscheibe ist im Apparat ein in den Strahlengang ein- und ausklappbares Prisma angeordnet, welches den mittleren Teil des Fadenbildes auf die Schicht des lichtempfindlichen Registrierpapiers projiziert. Eine hier noch zwischengeschaltete sogenannte Zylinderlinse erzeugt auf der Papierfläche einen scharfen abgegrenzten Lichtspalt, auf welchem das Fadenbild schwarz auf weißem Grund zu erkennen ist. Die Scharfstellung des Fadenbildes auf der Mattscheibe entspricht genau der Scharfstellung auf dem Registrierpapier.

Den eigentlichen photographischen Teil des Schreibers enthält in der Hauptsache der in Fig. 1 rechts ersichtliche Kasten, in welchen das Objektivrohr hineinragt und welcher an einer nach vorn aufklappbaren Tür die oben erwähnte Mattscheibe trägt. Eine in dem Vorderteil der Schreibergrundplatte vorgesehene Aussparung enthält die einschiebbare Kassette, welche mit der Rolle lichtempfindlichen Papiers beschickt wird. Nach Art der bei den gewöhnlichen Morseapparaten vorgesehenen Abrollvorrichtung wird das Papier aus dieser Kassette herausgeführt und dann über ein entsprechend angeordnetes Rollensystem in den oben befindlichen Kasten geleitet. Nach Passieren eines Entwickler- und Fixierbades verläßt das Papier den Apparat. Zwei Gefäße besonderer Ausführung enthalten die vorher erwähnten Flüssigkeiten, welche infolge der an sie gestellten chemischen Anforderungen besonders rapid und klar arbeiten müssen. Die Gefäße selbst werden bei Inbetriebsetzung des Apparates durch einen in Fig. 1 rechts oben sichtbaren Hebel emporgehoben und das über ein Rollensystem geführte Papier taucht dann in die Flüssigkeiten ein. Gleichzeitig mit dem Umlegen dieses Hebels wird ein Uhrwerk zur Tätigkeit gebracht, welches die in Fig. 1 parallel zum Objektivrohr sichtbare Spindel in Bewegung setzt. Eine an diesem Spindelende sitzende Rolle und eine gegen diese mit Federdruck anliegende, gleiche Rolle ziehen dann infolge ihrer Friktionswirkung den Papierstreifen aus dem Apparat. Gleichzeitig wird durch die Rollen ein Abstreifen der Flüssigkeit vom Papier besorgt, sodaß der Streifen fast trocken aus dem Apparat läuft. Die Außerbetriebsetzung des Apparates geschieht durch Umlegen des vorerwähnten Hebels in seine alte Lage. Das Uhrwerk rückt aber erst dann selbsttätig aus, nachdem die letztaufgenommenen Zeichen entwickelt und fixiert den Apparat verlassen haben. Der erhaltene Streifen ist lichtbeständig und kann sofort aufgerollt werden. Fig. 5 stellt einen mit dem Apparat aufgenommenen Streifen dar.

Das für den Antrieb des Rollensystems vorgesehene Uhrwerk ist besonders kräftig ausgeführt; bei mittlerer Geschwindigkeit besitzt es eine Ablaufzeit von ca. 30 Minuten. Die oben am Uhrwerk sichtbare Schraube (Fig. 1) gestattet die Ablaufgeschwindigkeit und damit die Streifengeschwindigkeit innerhalb eines großen Bereiches zu variieren (2—25 mm sekundlich).

Hiermit ist alles Prinzipielle über den neuen Empfangsapparat gesagt und es mögen nur noch einige allgemeine Bemerkungen folgen.



Fig. 5.

Das Fadengalvanometer kann auch, um höhere Empfindlichkeit zu erzielen, statt mit einem permanenten Magnet mit einem Elektromagnet versehen werden. Diese Maßnahme kommt aber nur bei unbeweglichen Stationen in Frage, da man zur Erregung des Feldes einer Spannung von 110—220 Volt bedarf und eine solche bei beweglichen Stationen in Empfangsstellung im allgemeinen nicht vorhanden ist.

Da wie bekannt die chemischen Eigenschaften des Entwicklers und Fixierers bei niederen Temperaturen (+ 10°) versagen, mußte noch eine Wärmevorrichtung für diese Flüssigkeiten vorgesehen werden,



Fig. 6.

welche auch ein Arbeiten bei niedriger Temperatur ermöglicht. Diese Vorrichtung besteht in einem erwärmten Schamottestein, welcher direkt hinter die beiden die Flüssigkeiten enthaltenden Gefäße angebracht werden kann. Die von dem Stein ausstrahlende Wärme genügt, um noch bei —10° brauchbare Photogramme zu liefern. Der Stein muß aber selbstverständlich nach gewissen Zeitabständen durch einen neu erwärmten ersetzt werden. Erwähnt sei noch, daß die Wärmevorrichtung in verschiedenster Weise den örtlichen Verhältnissen angepaßt werden kann, z. B. kann die Erwärmung erfolgen durch elektrische Heizspiralen, Warmwasserröhren, Dauerglühkörper u. dgl.

Trotzdem der Apparat seiner Konstruktion nach speziell für Empfangszwecke in der drahtlosen Telegraphie bestimmt ist, kann man doch vielerlei Untersuchungen machen, bei denen es auf die Registrierung feiner elektrischer Impulse ankommt. Beispielsweise kann man mit dem Apparat ohne weiteres das sogenannte Herzkardiagramm aufnehmen. Obschon das hierbei erhaltene Diagramm nicht gleichwertig dem mit einem hierfür gebauten Spezialapparat ist, so kann der Mediziner doch ohne weiteres viel Wissenwertes daraus entnehmen. Fig. 6 zeigt ein solches mit dem Schreiber aufgenommenes Herzdiagramm. Aufnahmen der Intensität des erdmagnetischen Feldes sind ebenfalls leicht mit dem Apparat auszuführen. Dem Apparat steht somit auch ein großes Verwendungsgebiet für viele Laboratoriumszwecke offen.

(Eingesandt 16. Januar 1909.)

Patentschau.

Von **H. Eales.**

---

1. Verfahren und Einrichtungen zur Erzeugung elektrischer Schwingungen.

Das D. R. P. Nr. 204903 von Simon Eisenstein in Kiew betrifft eine Schaltung zur Erzeugung ungedämpfter Schwingungen unter Benutzung der Duddell-Schaltung. Der Erfinder verwendet dabei einen besonderen Schwingungskreis (5 in Fig. 1) niedriger Frequenz, der mit Kapazität (6) und Selbstinduktion (7) und entweder einem Lichtbogen (8) oder einem Unterbrecher, einer gewöhnlichen Funkenstrecke, einer Dampffunkenstrecke oder einer Wehneltschen Kathodenstrahlröhre ausgerüstet ist. Diese Selbstinduktion (7) stellt er dem Lichtbogen (4) des Hauptschwingungskreises (1) gegenüber, so daß die im Hilfsschwingungskreise (5) erzeugten Schwingungen durch die Selbstinduktion (7) auf den Lichtbogen (4) des Hauptschwingungskreises (1) zur Einwirkung gebracht werden. Da sich nun die zur Erzeugung der Schwingungen im Hilfsschwingungskreise verwendeten Mittel (Lichtbogen usw.) leicht in bestimmtem Sinne regeln lassen, so tritt auch

eine ganz bestimmte Beeinflussung des Lichtbogens im Hauptschwingungskreise durch die Selbstinduktion des Hilfsschwingungskreises ein, und demzufolge treten an Stelle der unbestimmbaren Schwingungs-

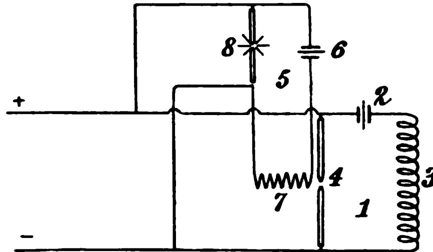


Fig. 1.

regeln der bekannten Hilfsmittel genau bestimmbare Schwingungen, die sich genau regeln und den jeweiligen Verhältnissen anpassen lassen. Die durch die Einwirkung der Selbstinduktion (7) auf den Lichtbogen

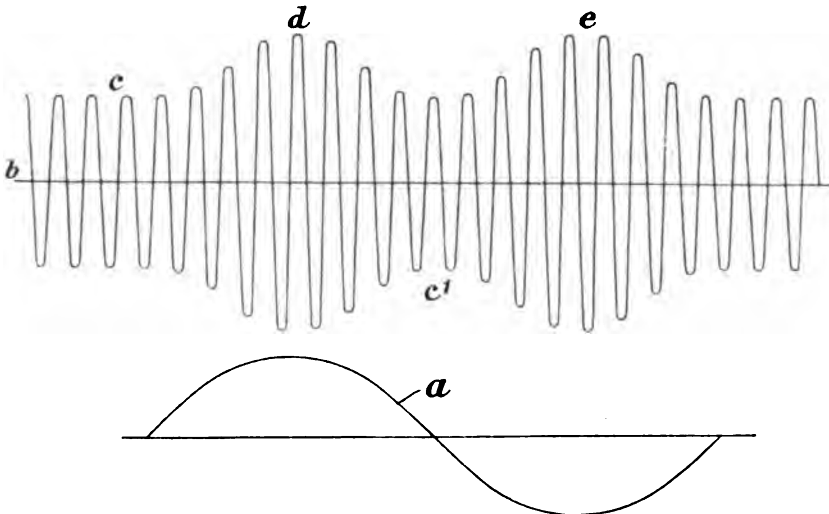


Fig. 2.

(4) veranlaßte Änderung der Schwingungen ist schematisch in Fig. 2 dargestellt. Hier bedeutet *a* die Sinuskurve einer im Hilfsschwingungskreise (5) erzeugten und durch die Selbstinduktion (7) zum Ausdruck gebrachten Schwingung, während die Kurve *b* Schwingungen darstellt,

die durch den Lichtbogen im Hochfrequenzschwingungskreise (1) wie in der Duddellschen Schaltung üblich ist, hervorgerufen werden. In dem Maße, wie die Sinuskurve *a* ansteigt, erhöht sich die Amplitude der Schwingungen *b*, wie dies im Teil *d* dargestellt ist, und sie sinkt in dem gleichen Maße, wie die Sinuskurve wieder auf den Normalwert zurück, wie dies der Teil *c′* veranschaulicht.

Gleichfalls die Erzeugung ungedämpfter Schwingungen betrifft das D. R. P. Nr. 206387 von Bohumil Jirotka in Berlin. Er verwendet einen Lichtbogen, der außer dem oder statt des magnetischen Gebläses von einem Luft- oder Gasstrom in bestimmter Länge gehalten wird, die aber größer ist, als die Entfernung der Elektroden

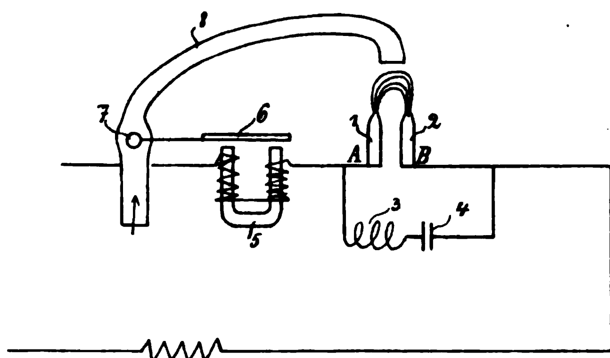


Fig. 3.

voneinander beträgt. Die Geschwindigkeit oder Stärke des Luft- oder Gasstromes wird von einem Elektromagneten, der in Reihe oder parallel mit dem Lichtbogen eingeschaltet ist, geregelt, so daß die Stromschwankungen in dem Lichtbogen zugleich Luftstromschwankungen hervorrufen, die auf den Lichtbogen so einwirken, daß er nicht ausgehen kann. Fig. 3 zeigt eine Ausführung der Schaltung. Der Luft- oder Gasstrom nimmt mit Zunahme des Stromes in dem Lichtbogen zu und mit Abnahme des Stromes ab; die Entfernung der Elektroden soll von vornherein so klein sein, daß sie nicht in dem üblichen Verhältnis zu der angewandten Spannung steht. Die Elektroden sollen zweckmäßig parallel angeordnet und vertikal angebracht sein. Beide Elektroden oder wenigstens eine soll als rotierende Scheibe ausgebildet werden, auch kann die Anordnung so getroffen sein, daß

zum Zwecke der Luft- oder Gaszuführung beide Elektroden oder wenigstens eine hohl sind.

Eine besondere Lichtbogenanordnung mit gekühlten Elektroden beschreibt Fessenden in der amerikanischen Patentschrift Nr. 897279. Der Lichtbogen brennt in einem geschlossenen Gefäße, in welchem sich stark komprimierter Stickstoff befindet. Zu diesem Zwecke will er Druckluft in das Gefäß einführen und zwischen den Elektroden eine Entladung übergehen lassen. Hierdurch soll der Sauerstoff der Druckluft chemische Verbindungen eingehen (Bildung von salpetriger Säure u. dgl.) und diese Verbindungen sollen von geeigneten Substanzen (z. B. Kalk), die im Innern des Gefäßes vorhanden sind, absorbiert werden, so daß eine Stickstoffatmosphäre übrig bleibt. Die Brennflächen der Elektroden bestehen aus ganz dünnen Blechen, und gegen die Rückseite dieser Bleche wird ein sehr starker Strahl von Kühlwasser gespritzt, der eine energische Kühlung der Elektroden bewirkt. Die erzeugten Schwingungen sollen so gleichmäßig sein, daß sie sich für die Zwecke der drahtlosen Telephonie besonders gut eignen.

Eine Dynamomaschine zur direkten Erzeugung von Hochfrequenzschwingungen ist in der amerikanischen Patentschrift Nr. 905621 beschrieben. Diese Maschine gehört der sogenannten Induktortype an; sie besteht aus zwei Eisenscheiben, die mit sehr großer Geschwindigkeit umlaufen und zur Erzielung einer Sicherheit gegen Explosionen infolge der großen Zentrifugalkräfte nach ihren Rändern hin dünner werden. Diese Induktorscheiben besitzen gezackte Ränder, durch die der magnetische Kraftfluß der Maschine beständig geändert und so die Induktionswirkung zwischen zwei Wickelungen beständig verstärkt und wieder geschwächt wird.

2. Verfahren und Einrichtungen zum Zeichengeben; Senderschaltungen für drahtlose Telegraphie.

Unter der Nummer 207159 hat Valdemar Poulsen in Frederiksberg (Dänemark) ein D. R. P. erhalten auf ein Verfahren zur drahtlosen Übermittelung von Nachrichten mittels Einrichtungen zur Erzeugung kontinuierlicher elektrischer Schwingungen von einer bestimmten Schwingungszahl. Diese Schwingungen werden absatzweise in schnell aufeinander folgenden Zügen ausgesandt, und das Telegraphieren findet dann dadurch statt, daß längere Pausen in diesen

gleichmäßig nacheinander folgenden Wellenzügen hervorgebracht werden. Ein solches periodisches Aussenden von kontinuierlichen Wellen ermöglicht an der Empfangsstation die Benutzung eines Telephons in Verbindung mit einem elektrolytischen oder magnetischen Detektor, Thermoelement oder Bolometer. Denn das periodische Aussenden der elektrischen Wellen wird bewirken, daß im Telephon ein Ton erzeugt wird, der der Periode entspricht, mit welcher das Aussenden der Wellenzüge stattfindet. Ebenfalls wird die Anwendung eines solchen Verfahrens dann von Vorteil sein, wenn gewünscht wird, daß eine solche Absendestation mit einer Empfangsstation, die sonst für gewöhnliche Funkentelegraphie eingerichtet ist, korrespondieren soll. Poulsen beschreibt eine Anzahl von Ausführungsformen dieses Erfindungsgedankens. Er schlägt z. B. vor, die Sendeantenne oder eventuell die Erdverbindung dem Schwingungskreis eines Generators nach D. R. P. Nr. 162945 (Lichtbogen in Wasserstoffatmosphäre) zu- und abzukuppeln mittels eines mechanisch betriebenen Unterbrechers, der mit der Periodenzahl arbeitet, mit welcher man die Wellenzüge auszusenden wünscht. Das Telegraphieren wird dann in der Weise vorgenommen, daß man diese Wellenzüge mit kürzeren oder längeren Zeitzwischenräumen aussendet. Es kann auch periodisch eine Dämpfung, etwa durch einen passenden Ohmschen Widerstand, im Schwingungskreise des Absenders eingeführt werden, wodurch die Schwingungen in diesem ganz oder teilweise periodisch gedämpft werden. Der gleiche Zweck kann dadurch erreicht werden, daß man die Schwingungszahl des Sendesystemes periodisch so ändert, daß periodisch Nichtübereinstimmung zwischen den Schwingungszahlen des Absenders und des Empfängers hergestellt wird. Es kann ferner periodisch die Stromstärke im Speisestromkreis des Generators geändert werden, da der Generator bei einer bestimmten Stromstärke am besten arbeitet. Dies kann durch periodisches Ein- und Ausschalten von Vorschaltwiderständen ausgeführt werden; die Widerstandsänderung kann aber auch nach den Lichtbogen selbst verlegt werden durch periodisches Nähern und Entfernen der Elektroden. Der den Schutzbereich umgrenzende Patentanspruch lautet:

> Verfahren zur drahtlosen Übermittelung von Nachrichten mittels Einrichtungen zur Erzeugung kontinuierlicher elektrischer Schwingungen, dadurch gekennzeichnet, daß die kontinuierlich erzeugten Schwingungen in aufeinander folgende kurze Wellenzüge zerteilt werden, zum Zwecke, die Aufnahme der Nachrichten mit Hilfe eines Telephons zu ermöglichen.

Das D. R. P. Nr. 203913 der Amalgamated Radio Telegraph Co. Ltd. in London betrifft ebenfalls ein Verfahren zum Zeichen-

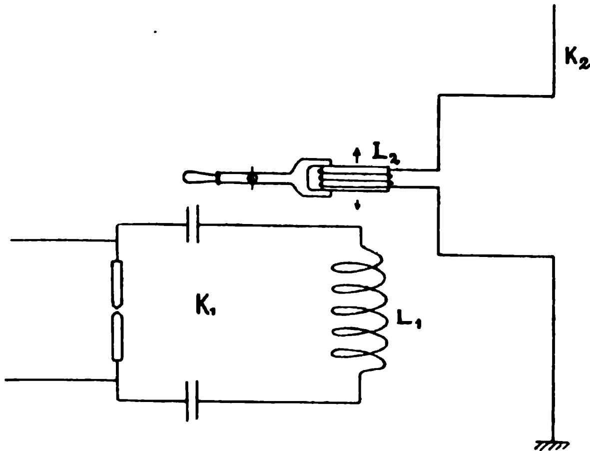


Fig. 4.

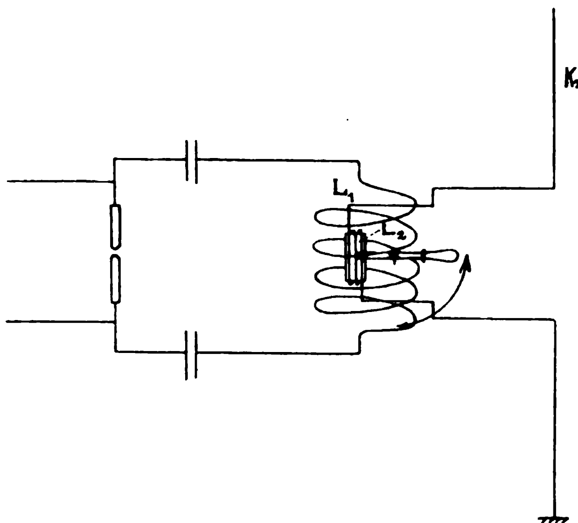


Fig. 5.

geben mit ungedämpften Wellen. Hierbei wird davon ausgegangen, daß bei der Anwendung von ungedämpften Wellen mit der üblichen

Telephonempfangsvorrichtung (z. B. Magnetdetektor, elektrolytische Zelle usw.) ohne Hilfsapparat (z. B. Ticker) die Zeichen zwar nicht als ein dauerndes Geräusch vernommen werden können (falls die Senderenergie nicht so stark ist, daß eine übermäßige Reizung des Detektors stattfindet); aber man konnte doch den Beginn und Schluß

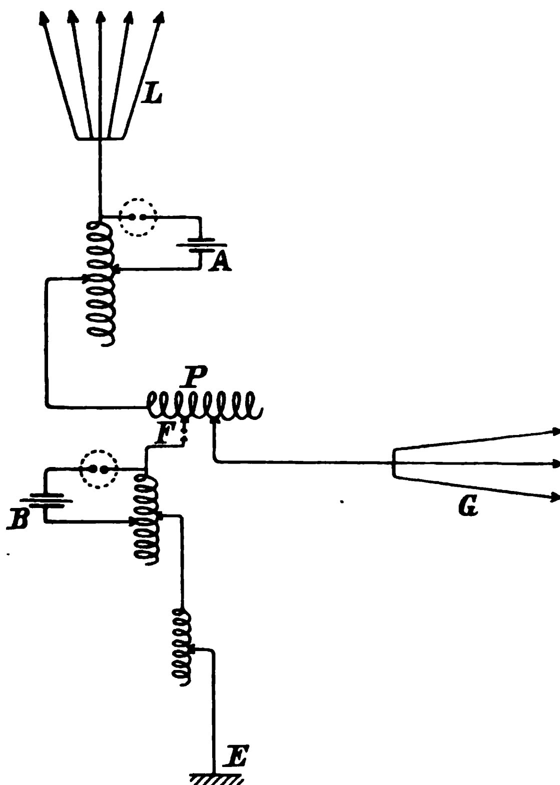


Fig. 6.

eines jeden Zeichens wahrnehmen, da damit eine plötzliche Energieveränderung im Strahlungssystem verbunden war, und man konnte so unter Umständen die Zeichen lesen oder doch wenigstens erkennen, daß von einer fremden Station gegeben wird, die mit ungedämpften Schwingungen arbeitet. Die Erfindung bezweckt nun, den Sender für Stationen, die nicht mit besonderen Empfangsapparaten (Ticker) ausgerüstet sind, unhörbar oder wenigstens schwer hörbar zu machen,

und sie besteht darin, die Zeichen, die übertragen werden sollen, durch allmähliche Änderung der charakteristischen Eigenschaften der ausgesandten Wellen zu bilden. In Fig. 4 und 5 sind zwei verschiedene Einrichtungen schematisch dargestellt, welche Ausführungsbeispiele nach dieser Erfindung betreffen. Damit in dem Strahlungssystem K_2 kein plötzlicher Stoß auftritt, der in einem Telephonempfänger sich bemerkbar machen würde, wird zur Zeichengebung die Koppelung so verändert, daß die Energieschwankungen in K_2 nicht

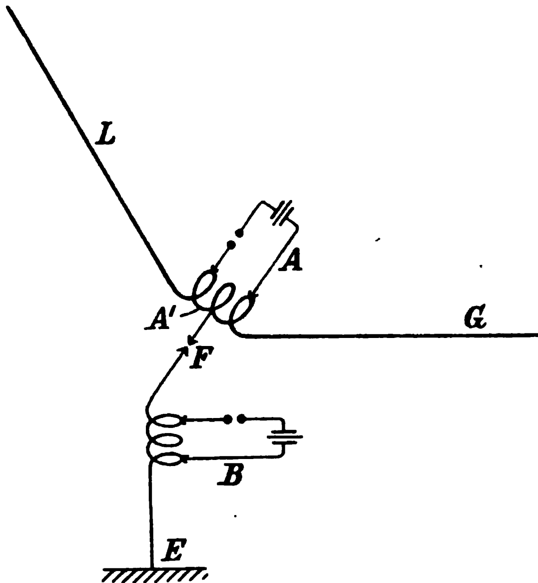


Fig. 7.

plötzlich, sondern allmählich ohne Stoß variieren. Bei der Einrichtung nach Fig. 4 wird die Variation der Koppelung durch Nähern und Entfernen, bei der Einrichtung nach Fig. 5 durch Verdrehen der beiden Spulen L_1 und L_2 erzeugt. Derselbe Zweck kann auch durch allmähliche Änderung der Energiezufuhr zum Strahlungssystem oder durch allmähliche Änderung der Abstimmung des Strahlungssystems erreicht werden.

Eine Schaltung zur drahtlosen Mehrfachtelegraphie betrifft das D. R. P. Nr. 201413 von Simon Eisenstein in Kiew, das ein Zusatzpatent zu D. R. P. Nr. 195003 bildet. Bei diesem war das Luftleiter-

gebilde (vgl. Fig. 6) in mehrere Äste zerlegt, die mit Gegengewichten (oder über Kondensatoren äquivalenter Kapazität mit der Erde) verbunden sind, wobei die Verbindung der Äste im Knotenpunkt der Schwingungsspannung des jeweiligen Schwingungskreises erfolgt, so daß in dem einen Fall bei Erregung einer solchen Schwingung die Verbindung mit dem Gegengewichte (bzw. mit der Erde) völlig unberührt bleibt, in dem anderen Falle aber Luftleiter und Gegengewicht als gemeinsame Antenne wirken. Bei dem Zusatzpatent Nr. 201 413 sind aber die einzelnen, das Luftleitergebilde darstellenden Äste derart untereinander verbunden (vgl. Fig. 7), daß der eine Ast symmetrisch, d. h. in der Mitte der Selbstinduktion des Schwingungskreises des vorhergehenden Astes einmündet, um ein Aufladen der Kapazität dieses vorhergehenden Schwingungskreises bei Erregung des nachfolgenden Schwingungskreises zu verhindern und so auch in diesem Falle die vom zweiten Schwingungskreis erzeugte Schwingungsenergie an der Antenne möglichst verlustlos zur Ausstrahlung zu bringen.

3. Schaltungen für drahtlose Telephonie.

A. Steinacker und A. Plisnier jun. in Fiume (Ungarn) haben sich die in Fig. 8 dargestellte Schaltungsanordnung für drahtloses Fernsprechen schützen lassen (D. R. P. Nr. 206 621). Sie schalten dabei einen Kondensator (*k*) zwischen die Selbstinduktionsspule (*f*) und Erde (*h*) ein und schließen einen Pol des Mikrophons (*i*) an den mit Erde verbundenen Belag des Kondensators (*k*) an; sie bezwecken hierdurch die akustische Wirkung auf den Schwingungsstrom energischer zu gestalten.

Das österreichische Patent Nr. 35 037 von Dr. J. Sahulka in Wien betrifft ebenfalls einen Sender für die Übertragung telephonischer Gespräche mittels elektromagnetischer Wellen. Hierbei ist die Anordnung so getroffen, daß unter der Einwirkung der Schallwellen eine im Schwingungskreis befindliche Funkenstrecke (Lichtbogen) Ablenkungen erleidet, wodurch der Widerstand der Funkenstrecke und dadurch die Stärke der von dem Sender ausgehenden elektrischen Wellen in Übereinstimmung mit den Schallwellen geändert wird. Der Lichtbogen kann entweder der die elektromagnetischen Wellen erzeugende Lichtbogen sein, oder er kann auch nur von den hochfrequenten Strömen durchflossen sein. Die Schallwellen können auch unter Vermittelung eines durch eine Membrane abgeschlossenen Rohres direkt auf einen im Schwingungskreise befindlichen Lichtbogen einwirken.

4. Empfängerschaltungen.

Mit Gültigkeitsdauer vom 7. September 1905 an ist unter der Nummer 203 704 eine Empfangsanordnung für drahtlose Telegraphie

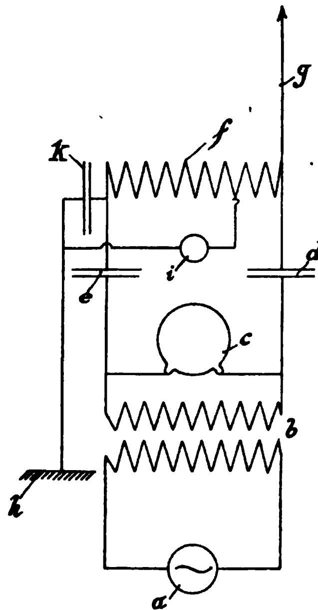


Fig. 8.

mittels kontinuierlicher Schwingungen von Poulsen patentiert worden; die Fig. 9 und 10 zeigen zwei von den dabei verwendeten Schaltungen.

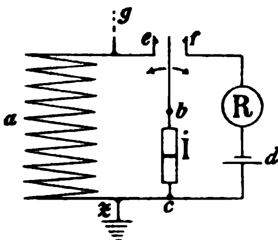


Fig. 9.

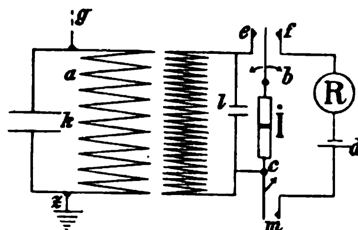


Fig. 10.

Die unter Patenschutz gestellten Merkmale bestehen darin, daß „der empfangende Schwingungskreis, damit die Dämpfung in ihm vermindert

und die Amplitude der Schwingungen durch Resonanz vergrößert wird, nur zeitweise mit dem Empfänger (Kohärer, Detektor) in Verbindung ist."

Ein zweites Patent Poulsens (D. R. P. Nr. 207158), für welches er die Priorität vom 21. Juni 1906 auf Grund einer Anmeldung in Dänemark beansprucht hat, schützt eine „Anordnung bei Empfängern für Signale der drahtlosen Telegraphie, dadurch gekennzeichnet, daß der Schwingungskreis, in welchem der Detektor eingeschaltet ist oder

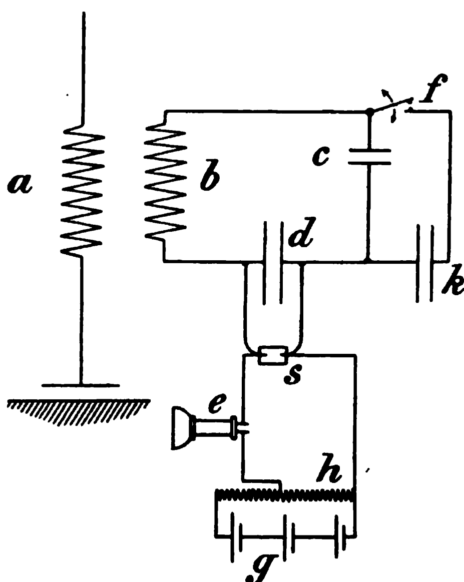


Fig. 11.

mit welchem derselbe in Verbindung steht, periodisch eine Variation in seiner Frequenz während seiner Eigenschwingung oder eine Variation der Dämpfung erhält, um dadurch eine Variation in der Beeinflussung des Detektors zu erzeugen." Diese Anordnung soll namentlich dann von Bedeutung sein, wenn solche Indikatoren oder Kombinationen von solchen benutzt werden, die unter Einwirkung eines ununterbrochenen Wellenzuges nicht reagieren. Fig. 11 zeigt die Schaltung bei Verwendung eines elektrolytischen Detektors (*s*). Durch die mechanisch oder elektrisch betriebene Kontaktanordnung (*f*) wird der Schwingungskreis periodisch in und außer Resonanz gebracht, indem die Kapazität

des Schwingungskreises dadurch geändert wird. Es könnte aber auch statt durch eine Kontaktanordnung die Kapazität in anderer Weise geändert werden, z. B. dadurch, daß man eine schwingende Membran als Glied in die Kapazität eintreten läßt. Die Veränderung der Abstimmung des Schwingungskreises läßt sich ferner durch eine periodische Änderung der Selbstinduktion vornehmen, oder eventuell durch periodische Änderung beider Größen gleichzeitig. Während bei anderen bekannten Empfangssystemen der Detektor von dem Empfangssystem ab- und zugeschaltet wird, steht bei der hier beschriebenen Empfangsanordnung der Wellendetektor mit dem Schwingungskreise ständig in Verbindung.

Auch bei dem D. R. P. Nr. 206443 von Erich Quäck in Rixdorf und Fritz van der Woude in Berlin bleibt der Detektor

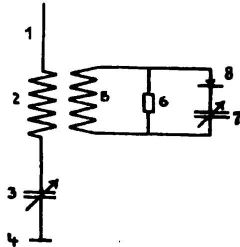


Fig. 12.

ständig im Schwingungskreise und ein zum Detektor parallel liegender Kondensator wird durch eine geeignete Kontaktanordnung zeitweise mit dem Schwingungskreise in Verbindung gebracht. Auf diese Weise soll eine große Steigerung der Empfindlichkeit besonders für solche Detektoren erreicht werden, welche auf Spannung ansprechen. In Fig. 12 und 13 sind zwei der von den Erfindern beschriebenen Schaltungen dargestellt. 6 in Fig. 12 und 9 in Fig. 13 sind die Detektoren; parallel zu diesen wird mittels der periodisch arbeitenden Kontaktvorrichtung (8, Ticker) der variable Kondensator (7) parallel geschaltet. Ist der Ticker (8) in Fig. 12 geschlossen, so kann die in den aus (5, 7) und (8) gebildeten schwach gedämpften Kreisen vorhandene Energie bis zur Ausbildung ihrer Maximalamplitude schwingen. Schaltet aber der Ticker den Parallelkondensator ab, so ist erstens der Sekundärkreis außer Resonanz mit dem Primärkreis, so daß ein Wandern der Energie von einem zum anderen Kreis nicht mehr statt-

findet, und zweitens die Spannung im Sekundärkreis durch die Kapazitätsverkleinerung gestiegen. Diese Spannungssteigerung bringt den Detektor zum Ansprechen. Bei der Anordnung nach Fig. 13 dagegen kann, wenn der Ticker offen ist, die aus dem Empfangsluftleiter in den schwach gedämpften Sekundärkreis (2, 3) wandernde Energie in diesem eine Maximalamplitude erreichen, da der Detektorkreis außer Resonanz ist und ihm daher keine Energie entzieht. Ist aber der Ticker geschlossen, so wandert, da jetzt der Detektorkreis auf den Sekundärkreis abgestimmt ist, die Energie in den Detektorkreis und verteilt sich dort entsprechend den vorhandenen Kapazitäten. Die Lage und Größe dieser Kapazitäten ist deshalb von Bedeutung. Die Kapazität (6) muß groß sein im Vergleich zu (7) und (9), und (7) größer wie (9). Die Kapazität (6) muß symmetrisch zur vorhandenen

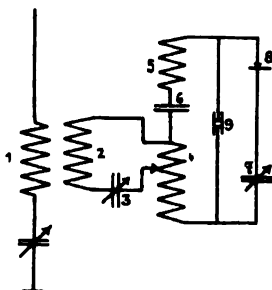


Fig. 13.

Selbstinduktion angeordnet sein, so daß der Detektor in einem Maximum der Spannung liegt. Dadurch wird die Empfindlichkeit der Schaltung erhöht, denn nunmehr ist eine kleine Spannungssteigerung nötig, um den Detektor zum Ansprechen zu bringen. Ist der Ticker geöffnet, so wird diese Spannungssteigerung durch die erwähnte Kapazitätsverkleinerung erzeugt.

Eine Schaltung für quantitativ arbeitende Detektoren der Strahlentelegraphie und -telephonie betrifft das D. R. P. Nr. 205211 der C. Lorenz Aktiengesellschaft in Berlin. Der Zweck dieser Anordnung besteht darin, beliebig feste und insbesondere lose Koppelungen des Detektors mit dem Resonanzempfangskreis herzustellen. Zu diesem Zwecke werden (vgl. Fig. 14) zugleich beide die Wellenlänge bestimmenden elektrischen Konstanten des Schwingungskreises, nämlich Selbstinduktion und Kapazität, in zwei oder mehreren Unter-

teilungen verwendet, und es wird zu diesen Einzelelementen, welche einen geschlossenen Schwingungskreis darstellen, der Detektor in Brücke geschaltet, derart, daß ein Teil der Schwingungskapazität zu

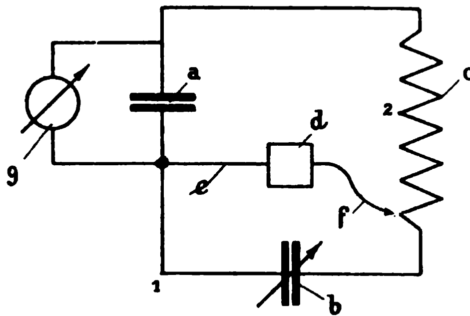


Fig. 14.

ihm parallel liegt. Die Koppelung des Detektors mit dem Empfangskreis wird dadurch verändert, daß der variable Kontakt des Ver-

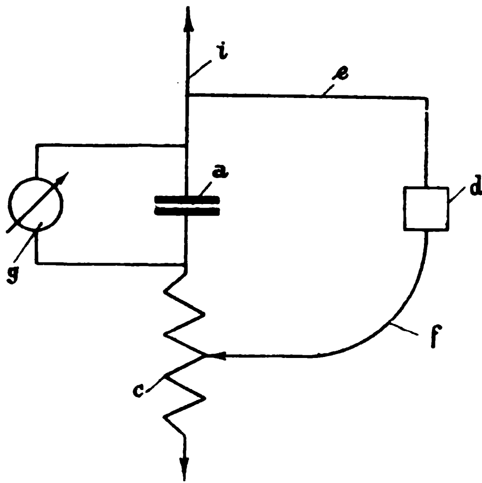


Fig. 15.

bindungsleiters *f* (Fig. 14) auf der Selbstinduktion (*c*) verschoben wird. Soll der Detektor ganz lose mit dem Schwingungskreis gekoppelt sein, der Kreis also möglichst wenig durch den Detektor gedämpft sein, so

wird der Punkt an der Selbstinduktion ermittelt, der mit dem zwischen der Kapazität liegenden Punkt das Potential Null hat. Fig. 15 zeigt eine Anordnung, bei der das Luftleitergebilde (*i*) mit Erdung oder Gegengewicht die Rolle des Kondensators (*b*) in Fig. 14 spielt. Das D. R. P. Nr. 207 375 von O. Scheller in Steglitz betrifft eine Empfangsschaltung, bei der die durch äußere Felder verursachten hohen Induktionsspannungen vermieden werden. Ist man nämlich vor die Notwendigkeit gestellt, Stationen für drahtlose Telegraphie sehr eng zusammen zu bauen, wie es z. B. bei transportablen Stationen Bedingung

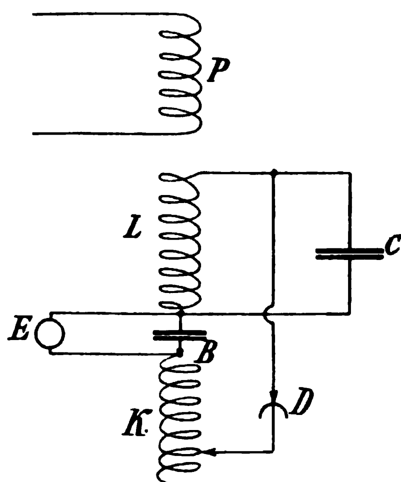


Fig. 16.

ist, so tritt oft der Fall ein, daß der Geber so stark die Empfangsspulen induziert, daß man große unbequeme Schalter und viel Isolation brauchte, um die in diesen Spulen auftretenden hohen Schwingungen zu isolieren und den Detektor zu schützen. Um diese Nachteile zu vermeiden, gibt Scheller der Empfangsspule zwei entgegengesetzte Wickelungen (*K*) und (*L*); von diesen gehört die eine (*L*) dem Resonanzkreis an (vgl. Fig. 16). Die Wirkungen, welche durch ein Feld hervorgerufen werden, welches auf beide Wickelungen gleichzeitig wirkt (also z. B. das Streufeld eines benachbarten Senders) heben sich dann fast ganz auf; es kann also nicht der Fall eintreten, daß der Detektor überlastet wird. Damit nicht auch die Wirkung der primären Emp-

fangsspule (P) aufgehoben wird, ist diese natürlich so anzuordnen, daß sie nach Möglichkeit nur den Schwingungskreis ($L\,C$) induziert.

Fessenden hat sich (vgl. D. R. P. Nr. 207329) einen Empfänger schützen lassen, bei welchem die Anzeigen durch die Wechselwirkung zweier Wechselfelder von sehr hoher Frequenz hervorgerufen werden, von denen das eine (vgl. Fig. 17) in bekannter Weise durch die aufgefangenen Impulse erzeugt wird, während das andere durch eine Ortsstromquelle von sehr hoher Wechselzahl kontinuierlich erzeugt wird. Die durch den Luftleiter aufgefangenen Schwingungen erzeugen in den Spulen (4,4) Wechselströme von sehr hoher Frequenz, welche mit den Wechselfeldern der Spulen (2,2) zusammenwirken und die Telephonmembranen in Schwingungen versetzen. Wenn der Unter-

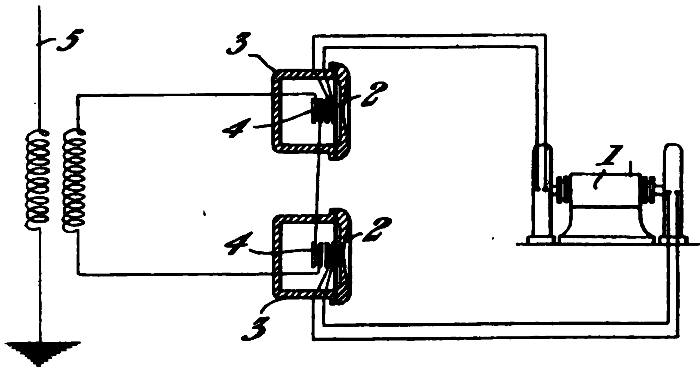


Fig. 17.

schied zwischen der Frequenz des zweiphasigen Wechselstromerzeugers (1) und der aufgefangenen Impulse sehr gering ist, so wird in dem Empfänger ein musikalischer Ton durch die Schwebungen zwischen den zwei Wellenzügen erzeugt und somit ein deutlich hörbares Signal abgegeben.

Einen Mikrophonempfänger betrifft das D. R. P. Nr. 204254 von Bohumil Jirotka in Berlin. Hierbei ist der ein- oder mehrteilige wellenempfindliche Kontakt auf dem Telephonhörer direkt angebracht, zum Zwecke, mit derselben Hand den Hörer an das Ohr halten und zugleich dessen Empfindlichkeit (durch Drehen des Schraubenkopfes [2] in Fig. 18) regeln zu können.

Das D. R. P. Nr. 206381 von G. Jahr in Berlin (= amerikanisches Patent Nr. 905537 bzw. britisches Patent Nr. 13596 vom

Jahre 1907) betrifft eine Empfängeranordnung, bei der die Antenne durch eine Drahtspule geführt ist. Diese Anordnung ist in Fig. 19 wiedergegeben. Die Antenne (*a*) ist mit der einen Elektrode des Empfängers (*e*) verbunden, wobei der durch die Spule (*b*) geführte Teil der Antenne aus dünnem Draht besteht und schraubenförmig gewunden ist; das dem Eintrittsende der Antenne zugekehrte Ende der Drahtspule ist mit der anderen Elektrode des Empfängers verbunden, während das andere Ende der Drahtspule geerdet ist.

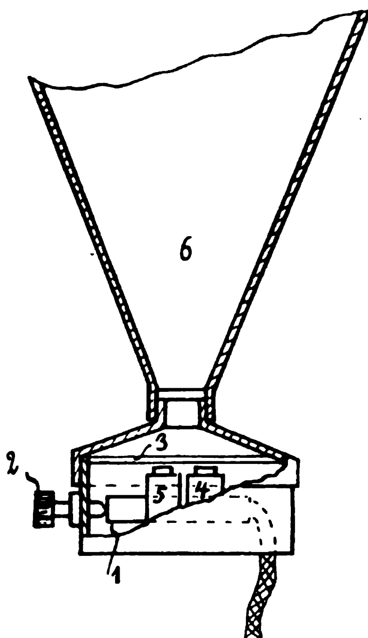


Fig. 18.

Einen elektrolytischen Detektor betrifft das D. R. P. Nr. 196659 von J. Rousselle, W. Ehrhard und J. Chr. Schäfer in Frankfurt a. M. Dieser Detektor besteht aus mehreren hintereinander geschalteten Zellen hohen Polarisationswiderstandes, wobei durch Zu- und Abschalten weiterer Zellen die Widerstandsgröße regulierbar ist.

Ebenfalls elektrolytische Detektoren betreffen die am 3. November 1908 veröffentlichten amerikanischen Patentschriften Nr. 902569 von Ehret und Nr. 902618 von Shoemaker. Die Ehretsche An-

ordnung besteht aus einer Zelle mit zwei verschiedenen, durch ein Diaphragma voneinander getrennten Elektrolyten. Die eine dieser Flüssigkeiten soll als Depolarisator wirken. Bei der Anordnung von Shoemaker sind zwei Zellen vorhanden, die gegeneinander geschaltet sind und deren E.M.K. sich daher für gewöhnlich aufhebt. Durch die eintreffenden Wellen, die nur auf die eine dieser Zellen ein-

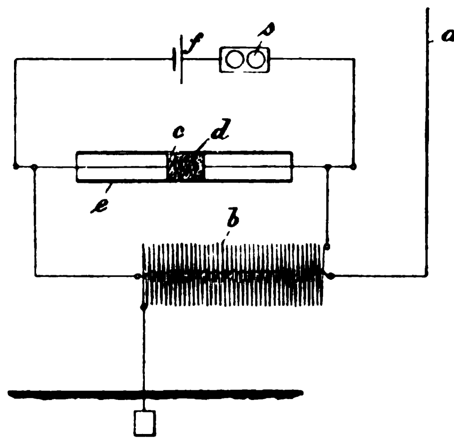


Fig. 19.

wirken, wird das Gleichgewicht gestört und so die Anzeigevorrichtung in Tätigkeit gesetzt.

Einen thermoelektrischen Wellendetektor beschreibt Pickard in der am 17. November 1908 veröffentlichten amerikanischen Patentschrift Nr. 904222. Er verwendet dabei als Kontaktkörper Molybdänsulfid, d. h. das bekannte Erz Molybdänkies, und als Gegenkontakt z. B. Aluminium.

(Fortsetzung folgt.)

(Eingesandt 14. Februar 1909.)

Briefe an die Redaktion.

(Für die Veröffentlichungen in dieser Rubrik übernimmt die Redaktion keinerlei Verantwortung.)

Über die Bestimmung der Richtung von Schiffen vermittels der Hertzschen Wellen.

Wir haben im Heft 2 des 2. Bandes des „Jahrbuches" unter vorstehendem Titel den interessanten Aufsatz von Herrn Blondel (eingesandt 21. September 1908) gelesen und erlauben uns zu bemerken, daß die zweite Blondelsche Lösung (S. 195 ff.), welche die Richtungsbestimmung eines Schiffes ermöglicht ohne das Luftgebilde zu drehen, Gegenstand unseres Patentes vom 11. April 1907[1]) ist, das erstmalig am 14. November 1907[2]) von uns beschrieben wurde.

In diesen unseren Patenten haben wir geschützt:

a) das Prinzip der Anwendung von zwei oder mehreren Luftgebilden für gerichtete drahtlose Telegraphie, in fester Lage mit dem Zweck die Richtung für Senden oder Empfangen drehen zu lassen ohne die Luftgebilde zu drehen. Dieses Prinzip ist geschützt worden für Luftgebilde irgend eines Typs in irgend einer Anordnung;

b) die beiden Radiogoniometertypen, über deren Schema bereits im 1. Band S. 598 ff. des „Jahrbuches" berichtet wurde, und die analogen Typen.

Es ist also ersichtlich, daß das von Herrn Blondel angewandte doppelte Luftgebilde einen Teil unserer Erfindung bildet.

Demgegenüber erklärt aber Herr Blondel, S. 190 seines Artikels: „Neuerdings habe ich mehrfach darauf hingewiesen, daß man zu dem gleichen Resultat gelangen konnte, indem man, an Stelle eines einzelnen beweglichen Rahmens, zwei feste Rahmen benutzt, die in rechtem Winkel zueinander orientiert sind und auf einen empfangenden Stromkreis differentiell wirken." Angesichts dieser Behauptung bitten wir Herrn Blondel, uns anzugeben, in welcher Veröffentlichung und wann er dieses Verfahren beschrieben hat.

Seitdem konnten wir aber mit Vergnügen konstatieren, daß Herr Blondel selbst uns Gerechtigkeit widerfahren läßt in einer Mitteilung, datiert 19. Oktober 1908, an die Académie des Sciences (Paris)[3]), d. h. zeitlich nach dem Sammelbericht, welcher im „Jahrbuch" erschien.

In der Tat, nachdem Herr Blondel in dieser Mitteilung erklärt hat, daß er die Verwendung eines einzigen beweglichen Rahmens angegeben habe, um die Kommunikationsrichtung zu variieren, fügt er daselbst hinzu: „Anstatt den Rahmen um eine vertikale Achse drehen zu lassen, um die Richtung der ausgesandten Wellen zu modifizieren, haben die Herren Bellini und Tosi in ingeniöser Weise eine Kombination von zwei Rahmen

---

1) Italien. Patent v. 11. April 1907. Franz. Patent Nr. 378186, 1907. Deutsches Patent Nr. 208189, 1907. Engl. Patent Nr. 21299, 1907 usw.

2) Electrical Engineering 14. November 1907.

3) C. R. de l'Ac. des Sc. Nr. 16 vom 19. Oktober 1908.

angegeben, die in zwei zueinander senkrechten Ebenen orientiert, mit zwei Spulen verbunden sind usw. usw."

Wir müssen hinzufügen, daß der Artikel von Herrn Blondel im „Jahrbuch" und die Mitteilung an die Académie zeigen, daß er unsere Patente nicht kennt, was übrigens sehr verständlich ist, da in Frankreich und in drei anderen Ländern, wo kein Gesetz existiert, daß der Name des Anmelders des Patentes auch derjenige des Erfinders sei, die Patente auf den Namen des Herrn Artom eingetragen wurden (aus Gründen, auf die wir hier nicht einzutreten brauchen). In den Ländern aber, wo der Anmelder den Eid leisten muß, daß er auch wirklich selbst der Erfinder ist, und in allen anderen, sind die Patente auf die Namen von Bellini und Tosi eingetragen worden.

Was die von Herrn Blondel benutzte Apparatur angeht, so erlauben wir uns zu bemerken, daß sie unter unsere Patente fällt, da sie unsere Radiogoniometer in einer weniger günstigen Form darstellt. Schließlich stellt die zweite von Herrn Blondel angegebene Lösung nur die Anwendung unseres Systems dar.

Dieppe, 22. Februar 1909.

E. Bellini. A. Tosi.

In Erwiderung der vorstehenden Mitteilung der Herren Bellini und Tosi muß ich bemerken, daß sie zwei verschiedene Fragen eröffnet, nämlich von wissenschaftlicher und rechtlicher Natur.

1. Was den wissenschaftlichen Standpunkt angeht, so habe ich selbst die schon im „Jahrbuch" publizierten Arbeiten der Herren Bellini und Tosi zitiert, und ich habe gezeigt, inwiefern die differentielle Wirkung, die in meinen Anordnungen verwendet wird, sich nach meiner Ansicht von solcher der Radiogoniometer dieser Herren unterscheidet, so daß dieselben mir also weder Mangel an Höflichkeit noch an wissenschaftlicher Gerechtigkeit vorwerfen können[1]). Ich muß aber doch hier hinzufügen, daß dagegen die Herren Bellini und Tosi in ihren Berichten aus dem Jahre 1908 in England und in Frankreich (an die Académie des Sciences) geflissentlich meine Patente und früheren Publikationen über die Rahmen für gerichtete Wellen mit Stillschweigen übergehen.

2. Was den rechtlichen Standpunkt angeht, so bin ich auf denselben bzw. auf die Patentwertfrage weder in meinem Artikel noch in den Berichten an die Académie eingetreten, weil einzig die Gerichtshöfe darüber urteilen können.

Es wäre Sache derselben zu entscheiden, ob, für den Fall, daß ein Erfinder ein einfaches System ausgedacht hat und ein anderer Erfinder später eine Kombination von zwei ähnlichen einfachen Systemen aufs neue anmeldet, dann das Patent des zweiten als ein im Prinzip neues angesehen werden kann, wobei er sogar Anordnungen, die er nicht beschrieben hat,

---

1) Ich habe übrigens nichts über die Kombination von zwei Rahmen von Bellini und Tosi veröffentlicht; ich habe mich einfach über die Möglichkeit dieser Anwendung mündlich gegenüber einigen Personen geäußert; das schadet in nichts der Originalität der Arbeiten dieser Herren.

einbegreift, und so den ersten Erfinder hindert, selbst nicht beschriebene Kombinationen auszuführen.

Bisher habe ich geglaubt, daß, nach der Rechtspflege der Gerichtshöfe und besonders des deutschen Patentamtes, das Patent des zweiten Erfinders unter diesen Umständen nur einen sehr eng begrenzten Wert habe, d. h. daß es nur die Anordnungen einbegreift, welche tatsächlich beschrieben wurden, aber nicht alle anderen Anordnungen derselben Art, wenn sie in einigen wichtigen Punkten verschieden sind.

Zusammenfassend wiederhole ich also, daß ich mit den Herren Bellini und Tosi darin einig gehe, ihren schönen Experimenten einen sehr hohen wissenschaftlichen Wert beizumessen, aber nicht darin, meine eigenen früheren Arbeiten im Dunkeln zu lassen; ferner daß mir für die rechtliche Frage ein Gerichtshof zuständig erscheint, vor dem sie gegebenenfalls, und nicht in einer wissenschaftlichen Zeitschrift, zu diskutieren ist.

Paris, 27. Februar 1909. A. Blondel.

(Eingesandt 22. u. 27. Februar 1909.)

Auf die vorstehende Antwort von Herrn Prof. Blondel haben wir folgendes zu bemerken:

1. Das Funktionieren unserer Radiogoniometer und der Apparate von Blondel ist vollständig identisch. In beiden Fällen resultieren die Angaben der Apparate aus der Differentialwirkung der beiden Luftgebilde auf den Wellendetektor, welche Wirkung man auf ein Maximum oder Minimum bringen kann durch Lageveränderung des beweglichen Teiles.

2. Der eigentliche Erfinder von strahlungsrichtenden Luftgebilden, bestehend aus einem Paar Antennen oder aus einem offenen oder geschlossenen Rahmen, ist Sidney George Brown, der solche in seinem englischen Patent Nr. 14449 vom 13. Juli 1899 beschrieben und dargestellt hat. Herr Blondel hat in seinem belgischen Patent Nr. 163516 vom 28. Mai 1902 ein zweites Mal dieselben Luftgebilde beschrieben, über welche Brown seit 3 Jahren die Angaben veröffentlichte, wobei Blondel glaubt, dieselben entdeckt zu haben, wie er es ausdrücklich in seinem Patent sagt. Ein Teil dieses Patentes bezieht sich auf einen Detailunterschied.

3. In unseren ersten Veröffentlichungen haben wir nicht die Arbeiten Brown-Blondel zitiert, da wir uns in demselben nicht mit der Geschichte der Luftgebilde für gerichtete Telegraphie befaßten. Später als wir dazu Veranlassung hatten, haben wir sie zitiert (vgl.: „Bulletin de la Societé Internationale des Electriciens", Dezember 1908 und unsere Ausführungen im nächsten Heft der „Atti della Associazione Elettrotecnica Italiana").

4. In unserem Brief haben wir die rechtliche Frage vorübergehend gestreift, da wir es für die Pflicht eines jeden halten, sich zu erklären und eine Verständigung zu erlangen, ehe er an die Gerichtshöfe appeliert.

5. Da Brown seine Patente verfallen ließ, so sind die von ihm an-

gegebenen Luftgebilde Gemeingut. Diese Tatsache überhebt uns der Notwendigkeit, Herrn Blondel in seiner Rechtsthese zu folgen.

Die Antwort des Herrn Blondel ändert also in keiner Weise die in unserem Briefe zum Ausdruck gebrachte Ansicht.

E. Bellini. A. Tosi.

(Eingesandt 6. März 1909.)

Auf den zweiten Brief der Herren Bellini und Tosi habe ich folgendes zu erwidern:

Ad 1. Ich glaube nicht, daß das Radiogoniometer und mein Versuchsapparat absolut identisch sind; diese Frage hat auch nur sekundäre Bedeutung, da ich mit voller Unparteilichkeit erklärt habe, daß die Resultate mit dem Radiogoniometer von Bellini und Tosi besser seien, und daß der klar spezifizierte Zweck meiner Versuche darin bestanden habe, das Empfangssystem mit einfachen Rahmen zu vergleichen mit dem Zweirahmensystem.

Ad 2. Sidney George Brown hat nur Anordnungen angegeben, die nicht gestatteten, das zu realisieren, was mit den von Bellini und Tosi angegebenen Rahmen realisiert wird.

Die wesentlichen Bedingungen, welche gegenwärtig ein Luftgebilde-Rahmen zur Erzeugung gerichteter Wellen erfüllen muß, sind meiner Ansicht nach die folgenden, wie ich solche in meinem belgischen Patent angegeben habe, hinsichtlich dessen Bellini und Tosi etwas leichthin von „Detailunterschied" sprechen:

I. Paarweise angeordnete Antennen, die in einer Viertelwellenlänge schwingen.

II. Antennen in einem Abstand voneinander, der kleiner ist als eine halbe Wellenlänge.

III. Antennen mit Strömen von entgegengesetzter Phase.

IV. Indirekte Erregung.

Ich fordere die Herren auf in der Spezifikation des Brown'schen Patentes eine Lösung zu zitieren, die diese Bedingungen realisiert, oder eine Stelle, die darauf Bezug nimmt.

Ad 3. Bellini und Tosi kannten sehr wohl meine Arbeiten in dem Momente, wo sie ihre Veröffentlichungen machten, die derjenigen vom Dezember 1908 an die Société Internationale des Electriciens (publiziert 1909) vorhergingen, und man erkennt leicht, daß in diesen früheren Veröffentlichungen die einfachen Rahmen in einer Weise angegeben werden, daß jeder glauben mußte, daß sie die Urheber seien.

Ich würde übrigens den Herren freundschaftlich gedankt haben, daß sie meinen Namen im Dezember 1908 zitierten, wenn ihre Höflichkeit nicht beeinträchtigt worden wäre durch die Art und Weise, wie sie das Brownsche Patent hinsichtlich dessen, was es gar nicht enthält, ins Treffen geführt haben.

Ad 4. Bellini und Tosi hatten gar keine Veranlassung mir gegenüber eine Rechtsfrage aufzuwerfen, da die von mir beschriebenen Anordnungen reine Versuchsinstallationen gewesen sind, die keine kommerzielle Ausbeutung bezweckten, und daß, wenn ich nicht von ihrem unter dem Namen Artom genommenen Patent gesprochen habe, ich überhaupt keine Ahnung von seiner Existenz hatte.

Ad 5. Ich habe vorstehend (unter ad 2) bereits auf die Bemerkung 5 von Bellini und Tosi geantwortet. Ich nehme nicht an, daß Bellini und Tosi noch länger daran denken, einen Experimentator davon abzuhalten, Versuche zu machen mit Apparaten, die konstruiert wurden nach seinem Gutdünken und nur zu einem rein wissenschaftlichen Zweck. Was würden wir gedacht haben, wenn Hertz, der geniale Entdecker der Hertzschen Wellen, die Prätension erhoben hätte, seinen Zeitgenossen zu verbieten, seine Versuche oder solche ähnlicher Natur zu wiederholen? Ich hoffe also, daß die Herren Bellini und Tosi auf ihr bisheriges Verhalten gegen einen unparteiischen und unabhängigen Experimentator verzichten werden, der unaufhörlich ihren Versuchen ein sympathisches Interesse entgegengebracht und sie selbst korrekterweise zitiert hat. A. Blondel.

(Eingesandt 30. März 1909.)

(Aus dem Französischen. E.)

Vgl. auch La Lum. él. **31**, 377, 1909. Die Red.

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

Birkeland, Kr., The Norwegian Aurora Polaris Expedition 1902 bis 1903. Volume I. On the cause of Magnetic storms and the Origin of Terrestrial Magnetism. First Section. 320 Seiten Groß-4° mit 189 Fig. und 21 graphischen Tafeln. Christiania. (Leipzig, Verlag von Johann Ambrosius Barth.) M. 22.—

Jentsch, Otto, Drahtlose Telegraphie und Telephonie mittels elektromagnetischen Wellen. Erfurt, Carl Villaret.

Ries, Chr., Die elektrischen Eigenschaften und die Bedeutung des Selens in der Elektrotechnik. Administration der Fachzeitschrift „Der Mechaniker" (F. & M. Harrwitz), Berlin-Nikolassee, Normannenstraße 2. Ungeb. M. 3.—

Weinstein, Prof. Dr. B. in Berlin, Physik und Chemie in gemeinverständlicher Darstellung. Zum Selbstunterricht und für Vorlesungen. Zweite vollständig umgearbeitete und erweiterte Auflage. Erster Band: Allgemeine Naturlehre und Lehre von den Stoffen. XXI, 272 Seiten mit 18 Abbildungen. Leipzig, Verlag von Johann Ambrosius Barth. M. 4.20, geb. M. 4.80

Kalender der Technischen Hochschulen Deutschlands, Österreichs und der Schweiz. Herausgegeben mit amtlicher Unterstützung. Erste Ausgabe. Studienjahr 1908/09. X, 184 Seiten. Leipzig, Verlag von Johann Ambrosius Barth. M. 2.—, geb. M. 2.60

Literaturverzeichnis.

Austin, L. W., Bull. Bur. of Stand. 5, 149, 1908. A method of producing feebly damped high-frequency oscillations for laboratory measurements.

Barnett, S. J., Phys. Rev. 27, 425, 1908. An investigation of the electric intensities and electric displacement produced in insulators by their motion in a magnetic field.

Behne, Helios **14**, 401, 1908. Die Sperrwirkung von Drosselspulen.

Birkeland, K., La Rev. Él. **5**, 371, 1908 (vgl. C. R. **148**, 30, 1909). Sur la cause des orages magnétiques.

Bohle, H., Electrician **62**, 433, 1908 (vgl. Hering, Jahrb. **2**, 246, 1908). The law of electromagnetic induction.

Brenot, P., La Lum. él. **31**, 27, 62, 92, 152, 1909. Étude d'ensemble sur la télégraphie sans fil.

Campbell, Albert, Proc. Roy. Soc. 81 (A), 450, 1908. On a method of comparing mutual inductance and resistance by the help of two-phase alternating currents.

Cohen, Louis, Bull. Bur. of Stand. **3**, 1, 1907. An exact formula for the mutual inductance of coaxial solenoids.

— —, Bull. Bur. of Stand. **5**, 227, 1908. Note on the approximate values of Bessels functions for large arguments.

— — u. **Rosa, E. B.**, s. Rosa.

Comstock, D. F., Nature **79**, 67, 310 u. **80**, 39, 1909. An electromagnetic problem.

Dieckmann, E., Ann. Phys. 27, 1066, 1908. Über die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der von einem Poulsen-Lichtbogen ausgesandten kurzwelligen Schallstrahlen.

Eichhorn, G., Ztschr. für Schwachstromtechn. Heft **16**, 361, 1908. Neues von Poulsens Strahlungs-Telephonie und Telegraphie.

Emde, Fritz, E. u. M. **26**, 997, 1023, 1074, 1119, 1908. Das Induktionsgesetz.

Eucken, A., Ann. Phys. Beibl. **32**, 1256, 1908 (Ref. u. Berl. Ber. S. 524, 1908). Über den Verlauf der galvanischen Polarisation durch Kondensatorentladung.

Fessenden, R. A., Ztschr. für Schwachstromtechn. **17**, 392; **19**, 440; **20**, 467; 22, 508; **23**, 538; **24**, 260 (vgl. Jahrb. 2, 344, 1909). Radiotelephonie.

Fischer, C., Ann. Phys. 28, 57, 1909. Dekrementbestimmung mit kontinuierlichen elektrischen Wellen.

Frank, Philipp, Ann. Phys. **27**, 1059, 1908. Relativitätstheorie und Elektronentheorie in ihrer Anwendung zur Ableitung der Grundgleichungen für die elektromagnetischen Vorgänge in bewegten ponderablen Körpern.

Grimsehl, E., Monatsschr. f. d. naturw. Unterr. **1**, 289, 1908. Die Behandlung der elektrischen Wellen im Unterricht.

Hoor, v. Moritz, Math. u. naturw. Ber. a. Ungarn **21**, 25, 1907. Über Nachwirkungserscheinungen in dielektrischen Körpern.

Jacobi, M., Ztschr. für Schwachstromtechn. **3**, 61, 1908. Völkerrechtliche Probleme der Funkentelegraphie.

Jentsch, Otto, Drahtlose Telegraphie und Telephonie mittels elektromagnetischen Wellen. Erfurt 1908.

Kareis, Ztschr. für Schwachstromtechn. **22**, 514, 1908. Drahtlose Zeittelegraphie in Großstädten.

Kiebitz, Franz, Ber. D. Phys. Ges. **6**, 934, 1908. Gerichtete drahtlose Telegraphie.

— —, Elektrot. Ztschr. **30**, 20, 1909. Einige Versuche über schnelle kontinuierliche Schwingungen.

Knudsen, H., La Rev. él. 5 (X), 478, 1908 (vgl. Electric. Eng. 24. IX. 08 u. Jahrb. 2, 246, 1908). Commande à distance au moyen des ondes hertziennes.

Léauté, André, C. R. 147, 1394, 1908. Sur la formule de Thomson $T=2\pi\sqrt{LC}$ relative à la décharge d'un condensateur.

Ludewig, P., Ann. Phys. 28, 175, 1909. Zur Theorie des Wehneltunterbrechers.

Macdonald, H. M., Proc. Roy. Soc. 81 (A), 394, 1908. Note on the horizontal receivers and transmitters in wireless telegraphy.

Makasewski, G., Journ. d. russ. phys. chem. Ges. 40, phys. Teil 5, 265, 1908. Untersuchungen einer Station mit einem Wellenmesser von Dönitz.

Matthies, Schr. Phys.-Ökon. Ges. Königsberg 48, 342, 1907. Über ungedämpfte elektrische Schwingungen.

Mercadier, Elektrot. Ztschr. 29, 1253, 1908 (Ref. über La Lum. él. 30, 276, 1908). Abgestimmte Fernhörer als Empfänger für drahtlose Telegraphie.

Meslin, Georges, Journ. de phys. (4) 7, 861, 1908. Sur la position d'équilibre d'un ellipsoide anisotrope dans un champ uniforme.

Meurer, Hans, Ann. Phys. 28, 199, 1909. Über das Verhalten des Entladungsfunkens von Kondensatorkreisen im Magnetfelde bei Atmosphärendruck und im Vakuum.

Mirimanoff, D., Ann. Phys. 28, 192, 1909. Über die Grundgleichungen der Elektrodynamik bewegter Körper von Lorentz und das Prinzip der Relativität. (Vgl. Einstein, A., ebenda, S. 885, 1909.)

Nagaoka, H., Proc. Tokyo Math. Phys. Soc. (2) 4, 314, 1908. Note on the selfinductance of solenoids.

Nipher, F. E., Science 28, 93, 1908. The effect of an angle in a conductor on spark discharge.

Page, Flood S., Electrician 62, 314, 1908. Wireless telephony.

Piola, F., N. C. 16, 220, 1908 (vgl. Science Abstr. (A) 11, 644, 1908 u. Ref. in La Lum. él. 31, 279, 1909.). Permeabilità magnetica del ferro in campi deboli rapidamente alternati con riferimento alla construzione dei cavi telefonici.

Prümm, E., Differentialmethode zur Messung magnetischer Felder. Tübingen 1907.

Rautenkrantz, J., Phys. Ztschr. 9, 911, 1908. Verhalten der thermischen Meßgeräte bei Wechselströmen verschiedener Frequenz.

Righi, A., Ann. Phys. Beibl. 32, 1261, 1908 (Ref. über Rend. R. Acc. dei Linc. 17, 87, 1908). Über die wahrscheinliche Existenz einer neuen Art von Strahlen (magnetische Strahlen) während der Entladung in einem Magnetfeld.

Ritz, W., Phys. Ztschr. 9, 903, 1908. Über die Grundlagen der Elektrodynamik und die Theorie der schwarzen Strahlung.

Rollins, William, Electric. World 52, 1187, 1908. Artificial daylight aurora and the cause of uncertainty of wireless telegraphy.

Rosa, E. B. u. Cohen, L., Dept. of commerce and labor, Bur. of Stand. (Washington) 1908. Formulae and tables for the calculation of mutual and self-inductance.

Rüdenberg, R., Electrician 62, 423, 1908 (vgl. Jahrb. 2, 18, 1908). The

cooling of rotating discs considered in connection with Marconis new generator of continuous oscillations.

Sella, A., Introduzioni teorichi ad alcuni esercizi pratici di fisica. Firenze 1909.

Toepler, Max, Ann. Phys. **27**, 1051, 1908. Zur Kenntnis der Funkenschallwellen elektrischer Oszillationen.

Villard, P., C. R. **147**, 740, 1908. Sur l'induction et la cause probable des aurores polaires.

Vreeland, Frederik K., Phys. Rev. **27**, 286, 1908. A sinewave electrical oscillator of the organ pipe type.

Zenneck, J., La Lum. él. **30**, 241, 1908 (vgl. Jahrb. **2**, 1 u. 155, 1908). Sur le fonctionnement des antennes par radiotélégraphie dirigée.

Zoellner, A., Elektrot. Ztschr. **29**, 1257, 1908. Porzellan als Isolierungsmaterial vom physikalisch-chemischen Standpunkte.

Detektoren.

1. Kohärer.

Thöldte, Richard, Ber. D. Phys. Ges. **6**, 845, 1908. Die Ursache der Leitfähigkeit eines Kohärers infolge mechanischer Erschütterungen.

2. Elektrolytische Wellendetektoren.

— — — — — — — — — — — — — — — — — —

3. Thermische Wellendetektoren.

— — — — — — — — — — — — — — — — — —

4. Magnetische Wellendetektoren.

— — — — — — — — — — — — — — — — — —

5. Diverse Detektoren.

— — — — — — — — — — — — — — — — — —

(Eingesandt 20. Februar 1909.)

Bücherbesprechungen.

Augusto Righi, Die moderne Theorie der physikalischen Erscheinungen. (Radioaktivität, Ionen, Elektronen.) Aus dem Italienischen übersetzt von B. Dessau, außerordentlichem Professor an der Universität Perugia. 2. Aufl. VIII, 253 S. mit 21 Abb. 1909. Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig. Geb. M. 4.80

Schon die erste deutsche Ausgabe (1905) wurde sehr freundlich aufgenommen. Die vorliegende zweite Auflage weist einen bedeutend erweiterten Umfang auf, der durch angemessene Berücksichtigung der neuesten

physikalischen Forschungen veranlaßt wurde. Das treffliche Werk ist so anregend und trefflich allgemeinverständlich geschrieben, daß seine Lektüre auch für weiteste Kreise ein Genuß bedeuten dürfte. E.

Fournier d'Albe, E. E., Die Elektronentheorie. Einführung in die moderne Theorie der Elektrizität und des Magnetismus. Deutsch von J. Herweg. VI, 326 S. mit 35 Fig. 1908. Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig. M. 4.80, geb. M. 5.60

Das vorliegende Werk ist die deutsche Übersetzung der zweiten Auflage des englischen Originals (Electron-Theory), das in allgemeinverständlicher Form eine zusammenfassende Darstellung der Theorie der Elektrizität, des Magnetismus und der elektromagnetischen-optischen Phänomene auf Basis der modernen Elektronentheorie gibt. Der Inhalt der einzelnen Kapitel behandelt: Ursprung und Entwicklung der Elektronentheorie. Das ruhende Elektron (Elektrostatik). Die elektrische Entladung. Thermo-Elektrizität-Volta-Elektrizität. Elektrodynamik. Magnetismus. Induktionsströme. Strahlung. Messungen an Elektronen (Bestimmung von Ladung, Masse und Geschwindigkeit von Elektronen). Elektrizität und Licht. Magneto-optische Erscheinungen. Elektrizität, Wärme und Magnetismus. Radioaktivität. Beschaffenheit des Elektrons. Dimensionen der elektrischen Größen. Es folgt dann noch ein Anhang: Neuere Fortschritte, welche die neueren Versuche auf allen angezogenen Gebieten und resultierende Anschauungen behandeln, und schließlich ein Literaturverzeichnis (das allerdings noch verschiedene verdienstvolle neuere Werke, z. B. Rutherford: Radioaktive Umwandlungen, Righi: Die moderne Theorie der physikalischen Erscheinungen, Greinacher: Die neuen Fortschritte auf dem Gebiete der Radioaktivität u. a. vermissen läßt) und ein Register.

Das Buch übt durch die Originalität der Darstellung einen hohen Reiz aus; es gehört zu den seltenen Büchern, die man nur ungern wieder aus der Hand legt, wenn man mit dem Lesen begonnen hat. E.

H. Poincaré. Die Maxwellsche Theorie und die Hertzschen Schwingungen. Die Telegraphie ohne Draht. Aus dem Französischen übersetzt von Max Iklé. 1909. Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig. Geb. M. 3.20

Das vorliegende Werk ist die deutsche Übersetzung der dritten Auflage des französischen Originals (im gleichen Wortlaut des Titels). In großen Zügen und ohne mathematische Symbole wird die elektromagnetische Theorie der Strahlung und die Grundlagen der praktischen drahtlosen Telegraphie ohne Draht auseinandergesetzt. Es hieße Eulen nach Athen tragen, wenn ich über das bekannte Werk empfehlende Äußerungen tun wollte; auch der trefflichen Übersetzung merkt man es an, daß sich der Übersetzer (Dr. Max Iklé) nicht aus Pflicht sondern mit Vergnügen seiner Aufgabe unterzogen hat, was einem Werke Poincarés gegenüber wohl verständlich ist. E.

(Eingesandt 24. Februar 1909.)

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig

Band 2. Heft 5.

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

sowie des Gesamtgebietes der elektromagnetischen Schwingungen.

Unter Mitarbeit

von

Prof. M. Abraham (Göttingen), Chefingenieur Graf v. Arco (Berlin), Prof. A. Blondel (Paris), Prof. Ferdinand Braun (Straßburg), Prof. J. A. Fleming (London), Dr. Lee de Forest (New York), Prof. Josef von Geitler (Czernowitz), Prof. Leo Graetz (München), Ingenieur W. Hahnemann (Berlin), Postrat O. Jentsch (Erfurt), Privatdozent L. Mandelstam (Straßburg), Dr. Guglielmo Marconi (London), Dr. Eugen Nesper (Berlin), Ingenieur Valdemar Poulsen (Kopenhagen), Dr. phil. Heinrich Freiherr Rausch v. Traubenberg (Berlin), Prof. Augusto Righi (Bologna), Ingenieur Dr. J. S. Sachs (Frankfurt a. M.), Prof. Adolf Slaby (Berlin), Prof. C. Tissot (Brest), Prof. Max Wien (Danzig)

und unter besonderer Mitwirkung

von

Dr. Jonathan Zenneck,

ord. Professor der Physik an der Technischen Hochschule zu Braunschweig

herausgegeben

von

Dr. Gustav Eichhorn

(ehemal. Leiter der Ostseeversuchsstationen von Prof. Braun-Siemens & Halske)

in Zürich V, Dufourstr. 1.

Mit 5 Tafeln.



LEIPZIG

VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH

1909.

Die Ausgabe erfolgt in Heften, die einzeln nicht käuflich sind. 6 Hefte bilden einen Band. Preis des Bandes ℳ 20.—, nach dem Auslande ℳ 21.60. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an.

Ausgegeben im Juni 1909.

Inhalt.

Manuskripte für das Jahrbuch sind an die Redaktion: Dr. G. Eichhorn in Zürich V, Dufourstraße 1, zu senden. Zur Erleichterung der Berichterstattung wird um Zusendung einschlägiger Sonderabdrücke und Mitteilung wichtiger Arbeiten für das Literaturverzeichnis gebeten.

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 2. 1909. Heft 5.

Signaux horaires radiotélégraphiques.
Proposition pour l'organisation d'un comité international.[1])

Dès l'apparition de la télégraphie sans fil, il n'échappa à personne dans les milieux compétents, que grâce au nouveau mode de transmission de signaux, le problème des longitudes en mer pouvait être considéré comme virtuellement résolu, et, si, jusqu'à ce jour, les marins et les astronomes ont paru se désinteresser de la question, c'est qu'il eût été prématuré d'engager ou de projeter quoi que ce fut avant que l'expérience eût renseigné sur les moyens pratiques d'utiliser les ondes Hertziennes.

Mais aujourd'hui il n'y a plus aucune raison de différer l'étude et la mise à exécution des dispositions propres à réaliser un progrès d'importance aussi capitale pour la sécurité de la navigation.

Nous constatons d'autre part, en effet, pour la régularité des communications échangées entre les différentes stations puissantes et les bâtiments, que la transmission des signaux peut s'effectuer aisément — la nuit tout au moins — jusqu'à une distance de plusieurs milliers de milles et l'on peut conclure de là que, sauf pour un petit nombre de régions, il est désormais possible, au moyen d'un ensemble de stations radiotélégraphiques convenablement réparties sur les îles et les rives des continents, d'envoyer des signaux horaires en tous les points des océans.

D'autre part, la technique de la télégraphie sans fil est aujourd'hui bien acquise; les instruments récepteurs actuels notamment sont d'un maniement assez simple pour qu'on puisse en répandre l'usage sur les navires de commerce. J'ai en l'occasion d'exécuter entre le poste de

1) Die englische und deutsche Übersetzung des französischen Originals befinden sich auf den folgenden Seiten.

la tour Eiffel et Brest (avec le concours du Commandant Ferrié) une série d'essais de comparaisons de chronomètres. Ces expériences ont montré que l'on pouvait obtenir aisément par signaux radiotélégraphiques une comparaison à 0,5^s près. Si l'on considère que 4^s de temps représentent 1 mille d'équateur, une pareille approximation parait amplement suffisante.

En rendant compte de ces expériences de transmission d'heure, j'ai eu l'honneur de proposer au bureau des longitudes (de Paris) d'installer un service journalier de signaux horaires à la tour Eiffel.

Cette proposition, appuyée par le Commandant Guyou, a été adoptée par le bureau des longitudes et reprise plus récemment à l'Institut par Mr. Bouquet de la Grye. Mais, si l'on examine la question à un point de vue plus général, on se rend compte aisément qu'il n'est pas possible de s'en remettre à l'initiative indépendante des diverses puissances du soin de créer des stations horaires.

Il est évident tout d'abord que des stations horaires dont les zones d'influence seraient voisines, et même en partie communes, n'aboutiraient qu'à des confusions plus dangereuses que les incertitudes de l'état actuel sans une entente préalable sur le mode de signal adopté et sur le méridien fondamental choisi. D'ailleurs ce problème des longitudes en mer est, par sa nature même, un problème d'ordre essentiellement international, dont la solution doit être étudiée au point de vue des intérêts généraux de la navigation et réalisée d'après un plan d'ensemble établi par une commission aussi compétente au point de vue scientifique qu'au point de vue nautique, c'est-à-dire par une commission internationale composée de savants et de marins.

Dr. C. Tissot, Professeur à l'Ecole Navale Brest.

Chefingenieur Graf von Arco (Berlin); Prof. Ferdinand Braun (Straßburg); Dr. Gustav Eichhorn (Zürich); Prof. J. A. Fleming (London); Postrat O. Jentsch (Erfurt); Prof. Max Wien (Danzig); Prof. J. Zenneck (Braunschweig). (Eingesandt 10. März 1909.)

Radiotelegraphische Zeitsignale für die Schiffahrt. Aufruf zur Bildung einer internationalen Kommission.[1]

Als die drahtlose Telegraphie auf der Bildfläche des praktischen Verkehrs erschien, hatte man in Fachkreisen sofort die Idee, daß nunmehr auf Grund dieser neuen Methode der Signalgebung auch das

1) Zuschriften an die Redaktion Dr. G. Eichhorn, Zürich V, Dufourstraße 1, erbeten.

Problem der geographischen Längenbestimmung auf dem Meere als praktisch gelöst betrachtet werden könne. Wenn trotzdem bis heute Seefahrer und Astronomen so wenig in dieser Frage interessiert erschienen, so ist dies wohl auf die Überlegung zurückzuführen, daß es verfrüht wäre, zu irgend einer Neuerung in dieser Hinsicht überzugehen, ehe reiche Erfahrung über die Anwendung der Hertzschen Wellen vorlag. Heute sind wir jedoch auf einem Punkte angelangt, wo es nicht mehr begründet erscheint, das Studium solcher Fragen noch länger hinauszuschieben; die Zeit scheint vielmehr gekommen, um einen Fortschritt herbeizuführen, der für die Sicherheit der ganzen Schiffahrt von ungeheurer Bedeutung ist. In der Tat ist ja heute — wenigstens bei Nacht — ein absolut sicherer Verkehr zwischen kräftigen Landstationen und Schiffen auf mehrere tausend Meilen Entfernung leicht erreichbar, so daß man die Möglichkeit als gegeben betrachten kann, nach allen Punkten der Ozeane — einige wenige Regionen ausgenommen — verabredete Zeitsignale zu senden durch eine Anzahl radiotelegraphischer Stationen, die passend auf Inseln und an den Küsten der Kontinente zu verteilen wären.

Des weiteren ist man ja heute auch in weitesten Kreisen mit dem radiotelegraphischen Dienst vertraut, und die Empfangsanordnungen sind so einfach, daß einer allgemeinen Einführung auch auf Handelsschiffen nichts im Wege steht.

Ich hatte Gelegenheit, unter Beihilfe des Kommandanten Ferrié eine Serie chronometrischer Vergleichsversuche zwischen dem Eiffelturm und Brest auszuführen. Dieselben haben gezeigt, daß durch radiotelegraphische Signale ein Unterschied in der Zeitübereinstimmung von etwa $0{,}5^s$ vorhanden war. Diese nahe Übereinstimmung erscheint vollständig ausreichend, wenn man bedenkt, daß eine Zeit von 4^s einer Äquatormeile entspricht.

In meinem Bericht über diese Experimente der Zeitübermittelung hatte ich die Ehre dem Bureau des Longitudes (Paris) den Vorschlag zu machen, einen täglichen Dienst für Zeitsignale auf dem Eiffelturm einzurichten. Dieser Vorschlag, unterstützt durch Kommandant Guyou, ist von dem Bureau des Longitudes angenommen worden und wurde neuerdings auch am Institut von Herrn Bouquet de la Grye aufgenommen.

Wenn man die Frage von einem mehr allgemeinen Gesichtspunkte untersucht, so erkennt man unschwer, daß es nicht möglich ist, den verschiedenen Mächten die unabhängige Initiative zur Errichtung solcher Zeitstationen zu überlassen.

Zunächst ist es klar, daß die Errichtung von Zeitstationen, deren

Einflußzonen einander nahe sind und zum Teil zusammenfallen, zu Komplikationen führen müßte, die noch nachteiliger wären als die Unsicherheit des augenblicklichen Zustandes, wenn nicht vorher gewisse Übereinkommen über den Signalmodus und die Wahl des Fundamentalmeridians getroffen worden sind. Auch ist dieses Problem der geographischen Längenbestimmung auf dem Meere schon seiner Natur nach ein internationales, dessen Lösung studiert werden muß von dem Gesichtspunkte der allgemeinen Schiffahrtsinteressen und auf Grund eines allgemeinen Planes, der auszuarbeiten ist von einer sowohl wissenschaftlich wie nautisch kompetenten Kommission, d. h. von einer internationalen Kommission, die sich aus Vertretern der Wissenschaft und der Seeschiffahrt zusammensetzt.

Dr. C. Tissot, Professor an der Ecole Navale, Brest.

Chefingenieur Graf von Arco (Berlin); Prof. Ferdinand Braun (Straßburg); Dr. Gustav Eichhorn (Zürich); Prof. J. A. Fleming (London); Postrat O. Jentsch (Erfurt); Prof. Max Wien (Danzig); Prof. J. Zenneck (Braunschweig).

Radiotelegraphic time-signals. Proposition for the foundation of on international committee.

Since the advent of wireless telegraphy, no one competent to form an opinion has failed to notice that owing to the new mode of transmission of signals, the problem of longitude at sea may be considered now to be solved, and if, up to the present, sailors and astronomers have appeared so little interested in the question, it is because it would have been premature to adopt or to propose anything new before experience had taught us the practical means of making use of Hertzian waves. But now there is no longer any reason to defer the attempt to make use of this proposal of great importance in all concerning navigation. We assert, in fact, first, by the regularity of communication between different powerful telegraph stations and ships, that the transmission of signals can be effected easily — at night at all events — for a distance of several thousands of miles, and it can be presumed from this that, except for a small number of regions, it will henceforth be possible, by means of a collection of radiotelegraphic stations conveniently distributed on islands and the coasts of continents, to send concerted time signals to all points of the oceans.

Secondly, the processes of wireless telegraphy are well understood to-day, and receiving instruments now used are sufficiently simple to manipulate to be able to extend the use of them to commercial ships.

I had the opportunity of performing a series of trials between the station of the Eiffel Tower and Brest (with the concurrence of Commander Ferrié) of chronometrical comparisons. These have shown that one could easily obtain by radiotelegraphic signals an approximation of $0{,}5^s$ nearly. When one considers that 4^s of time represent 1 mile of the equator, such an approximation would appear amply sufficient.

In giving account of these experiments in the transmission of time, I had the honour of proposing to the Bureau des Longitudes (of Paris) the installation of a daily service of time signals at the Eiffel Tower. This proposition, supported by Commander Guyou, has been adopted by the Bureau des Longitudes, and more recently at the Institute by M. Bouquet de la Grye.

But if we examine the question from a more general point of view, it is easy to see that it is not possible to leave it to the independent initiative of the various Powers to erect such time stations. It is evident firstly that time stations, whose zones of influence would be near each other and in part common to all, would lead only to more dangerous complications than the uncertainty of present conditions, without some previous agreement on the mode of signal to be adopted and the fundamental meridian to be selected. Besides, this problem of longitudes at sea is, by its very nature, essentially an international one, of which the solution must be studied from the point of view of the general interests of navigation, and resolved in accordance with a general plan established by a Commission as competent from a scentific point of view as from a nautical; that is to say, by an International Commission, composed of scientists and of sailors.

Dr. C. Tissot, Professor at the Naval School Brest.

We agree to the above proposals J. A. Fleming[1].

Chefingenieur Graf von Arco (Berlin); Prof. Ferdinand Braun (Straßburg); Dr. Gustav Eichhorn (Zürich); Prof. J. A. Fleming (London); Postrat O. Jentsch (Erfurt); Prof. Max Wien (Danzig); Prof. J. Zenneck (Braunschweig).

---

1) Wie Herr Professor Fleming, der in freundlicher Weise die Übersetzung des Tissotschen Exposé übernahm, uns mitteilt, war auch er gerade im Begriff mit einem ähnlichen Vorschlag hervorzutreten.

Die Redaktion.

Die Theorie von gekoppelten elektrischen Schwingungskreisen.

Von **Louis Cohen.**

Einleitung.

Prof. Braun[1]) ist, auf der Suche nach einer Methode die Energie für Strahlungszwecke in der drahtlosen Telegraphie ohne übermäßig hohe Spannungen zu vermehren, auf die Idee gekommen, gekoppelte Schwingungskreise zu benutzen. Die Vorteile dieser Methode über die alte Methode der direkt erregten Antennen liegen auf der Hand und sind heute allen Studierenden dieses Gegenstandes bekannt. Durch Benutzung eines Hilfskreises von geringem Ohmschen Widerstand und großer Kapazität können wir große Energiemengen aufspeichern und gleichzeitig eine lang anhaltende elektrische Schwingung erzeugen, was für die Abstimmung sehr wichtig ist.

Die Koppelung kann in zwei verschiedenen Arten ausgeführt werden: elektromagnetisch (indirekt) oder direkt; ersteres nach Fig. 1, wo Antenne und Schwingungskreis induktiv gekoppelt sind, letzteres nach Fig. 2, wo Antenne und Schwingungskreis direkt gekoppelt sind. In jedem Falle sind die erzielten Vorteile die gleichen.

Entsprechend der großen praktischen Bedeutung haben mehrere geschickte Forscher dies Problem bearbeitet, und in der Literatur der wenigen letzten Jahre findet man eine ganze Anzahl Beiträge über diesen Gegenstand von der praktischen wie von der theoretischen Seite.

Dieses Problem hat seine Analogie in der Akustik. Wenn wir mehrere Stimmgabeln auf einem Resonanzkasten montieren und eine erregen, so werden auch die anderen mitschwingen, aber jede wird in mehreren wohl bestimmten Frequenzen schwingen, die von der Eigenperiode der Stimmgabeln verschieden sind. Die allgemeinen Umrisse des Problems und seine Lösungsmethode sind von Lord Rayleigh[2]) in seinem Werk „Theory of Sound" angegeben worden. Er zeigt, daß die ganze Bewegung zerlegt werden kann in m normal harmonische Schwingungen von verschiedenen Perioden, von denen jede von den anderen gänzlich unabhängig ist.

Bezeichnet man mit $\psi_1, \psi_2 \ldots . \psi_m$ die Verschiebung der

1) F. Braun, Phys. Ztschr. 3, 148, 1901.
2) Lord Rayleigh, Theory of Sound, Vol. 1, S. 84.

respektiven Stimmgabeln und vernachlässigt den Reibungswiderstand, so kann man schreiben:

$$\psi_1 = A_1 \cos(n_1 t - \alpha) + A_2 \cos(n_2 t - \beta) + A_3 \cos(n_3 t - \gamma) + \ldots .$$
$$\psi_2 = B_1 \cos(n_1 t - \alpha) + B_2 \cos(n_2 t - \beta) + B_3 \cos(n_3 t - \gamma) + \ldots .$$
$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots$$
$$\psi_n = C_1 \cos(n_1 t - \alpha) + C_2 \cos(n_2 t - \beta) + C_3 \cos(n_3 t - \gamma) + \ldots .$$

Fig. 1.

Fig. 2.

wo ${n_1}^2$, ${n_2}^2$ usw. die m-Wurzeln einer Gleichung m-ten Grades in n^2 sind. Wenn wir jetzt den Widerstand vernachlässigen, dann wird das zu betrachtende elektrische Problem eine sehr einfache Sache, denn für ein gegebenes System von nur zwei Graden der Freiheit werden wir nur zwei Frequenzen haben, was die Ermittelung der Wurzeln einer Gleichung zweiten Grades verlangt. Berücksichtigen wir aber den Widerstand, der ein sehr wichtiger Faktor in diesem Falle ist, so wird das Problem ganz erheblich schwieriger, denn unter diesen Bedingungen werden wir

die Wurzeln einer biquadratischen anstatt einer quadratischen Gleichung zu ermitteln haben, wie man auf folgende Weise sieht. Die Differentialgleichungen für das Potential in den beiden Kreisen lauten:

$$L_1 C_1 \frac{d^2 V_1}{d t^2} + R_1 C_1 \frac{d V_1}{d t} + V_1 + M C_2 \frac{d^2 V_2}{d t^2} = 0$$
$$L_2 C_2 \frac{d^2 V_2}{d t^2} + R_2 C_2 \frac{V d_2}{d t} + V_2 + M C_1 \frac{d^2 V_1}{d t^2} = 0.$$

Die Derivationen dieser zwei Gleichungen werden wir später geben.

Wir setzen jetzt:

$$V_1 = A e^{\lambda t}$$
$$V_2 = B e^{\lambda t}.$$

Durch Einführung der Werte von V_1 und V_2 in vorstehende Gleichungen und durch Eliminierung von $\frac{A}{B}$ erhalten wir die folgende Gleichung:

$$C_1 C_2 (L_1 L_2 - M^2) \lambda^4 + C_1 C_2 (R_1 L_2 + R_2 L_1) \lambda^3 + (L_1 C_1 + L_2 C_2 + R_1 R_2 C_1 C_2) \lambda^2 + (R_1 C_1 + R_2 C_2) \lambda + 1 = 0$$

und die Lösung unseres Problems reduziert sich auf die Bestimmung der Wurzeln der biquadratischen Gleichung.

Theoretisch ist es jetzt natürlich möglich, die Wurzeln einer Gleichung vierten Grades zu erlangen, aber praktisch ist die Aufgabe keine leichte, und dies ist umsomehr in diesem Problem der Fall, sobald die Koeffizienten etwas komplizierte Ausdrücke werden.

Das Problem von elektromagnetisch-gekoppelten Schwingungskreisen ist vom mathematischen Standpunkte genau das gleiche wie dasjenige des Teslatransformators, dessen Lösung schon vor etwa 30 Jahren von Oberbeck[1], Galitzin[2], Domalys und Kolazek[3] in Angriff genommen wurde; spätere geschickte Bearbeitungen liegen vor von M. Wien[4] und P. Drude[5]. Alle diese Untersuchungen haben sich im allgemeinen an die Methode von Lord Rayleigh gehalten, und um die Schwierigkeit der Ermittelung der Wurzeln einer biquadratischen Gleichung zu umgehen, mußten sie sich darauf beschränken, nur einige Spezialfälle zu betrachten oder höchstens approximative Resultate zu ermitteln.

---

1) A. Oberbeck, Wied. Ann. **55**, 623, 1895.
2) Fürst B. Galitzin, Petersb. Ber., Mai, Juni 1895.
3) R. Domalys und F. Kolazek, Wied. Ann. **57**, 731, 1896.
4) M. Wien, Wied. Ann. **61**, 151, 1897.
5) P. Drude, Ann. Phys. **9**, 293, 1902; **13**, 512, 1904; **16**, 116, 1905.

Es sei auch bemerkt, daß die von diesen Forschern angewandte Methode beträchtliche Schwierigkeiten darbietet in der Auswertung der Integrationskonstanten. Ferner waren alle Diskussionen des Problems beschränkt auf den Fall elektromagnetischer Koppelung; soweit ich informiert bin, ist das Problem der direkten Koppelung überhaupt nicht bearbeitet worden, mit Ausnahme des ganz speziellen Falles durch Seibt[1]), wo der Widerstand gänzlich vernachlässigt wurde; tut man letzteres, so eliminiert man natürlich dadurch aus der Betrachtung den wichtigsten Teil, nämlich die Bestimmung der Dämpfungsfaktoren.

In vorliegender Arbeit habe ich nun eine Methode entwickelt, die es ermöglicht, die vollständige Lösung des Problems zu bekommen und die doch die Schwierigkeit vermeidet, die Wurzeln der biquadratischen Gleichung ermitteln zu müssen. Diese Methode ist sowohl für die direkte wie die induktive Koppelung anwendbar, und die Auswertung der Konstanten gestaltet sich sehr einfach. Ich habe beide Fälle vollständig ausgearbeitet und sowohl die Frequenzkonstanten wie die Dämpfungsfaktoren ermittelt. Die Diskussion der Resultate und eine vergleichende Gegenüberstellung der beiden Systeme lasse ich später folgen und ich darf annehmen, daß die erzielten Resultate für die Pioniere auf dem Gebiete der drahtlosen Telegraphie und Telephonie von Interesse sein werden.

Elektromagnetisch gekoppelte Schwingungskreise.

Wir betrachten zwei Schwingungskreise und bezeichnen den Widerstand mit R, die Selbstinduktion mit L und die Kapazität mit C (mit Indizes 1, 2 entsprechend den zugehörigen Kreisen); es sei ferner M die gegenseitige Induktion, I_1 und I_2 die respektiven Strömungen in irgend einem Augenblicke, V_1 und V_2 die Potentiale der Kondensatoren der beiden Kreise. Dann haben wir als Fundamentalgleichungen:

$$\left.\begin{aligned} L_1 \frac{d I_1}{d t} + R_1 i_1 + V_1 + M \frac{d I_2}{d t} &= 0 \\ L_2 \frac{d I_2}{d t} + R_2 i_2 + V_2 + M \frac{d I_1}{d t} &= 0 \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

Ferner haben wir die Beziehungen:

$$I_1 = C_1 \frac{d V_1}{d t}, \; I_2 = C_2 \frac{d V_2}{d t}.$$

---

1) G. Seibt, Phys. Ztschr., 1. August 1904.

Führen wir diese Werte in (1) ein, so erhalten wir:

$$L_1 C_1 \frac{d^2 V_1}{d t^2} + R_1 C_1 \frac{d V_1}{d t} + V_1 + M C_2 \frac{d^2 V_2}{d t^2} = 0$$
$$L_2 C_2 \frac{d^2 V_2}{d t^2} + R_2 C_2 \frac{d V_2}{d t} + V_2 + M C_1 \frac{d^2 V_1}{d t^2} = 0$$

oder unter Benutzung folgender Abkürzungen:

$$\left.\begin{array}{l} a_1 = L_1 C_1, \quad b_1 = R_1 C_1, \quad d_1 = M C_2 \\ a_2 = L_2 C_2, \quad b_2 = R_2 C_2, \quad d_2 = M C_1 \end{array}\right\} \quad (2)$$

schreiben wir obige Gleichungen in der Form:

$$\left.\begin{array}{l} a_1 \frac{d^2 V_1}{d t^2} + b_1 \frac{d V_1}{d t} + V_1 + d_1 \frac{d^2 V_2}{d t^2} = 0 \\ a_2 \frac{d^2 V_2}{d t^2} + b_2 \frac{d V_2}{d t} + V_2 + d_2 \frac{d^2 V_1}{d t^2} = 0 \end{array}\right\} \quad (3)$$

Wir setzen:

$$\left.\begin{array}{l} V_1 = m_1 w_1 + m_2 w_2 \\ V_2 = w_3 w_1 + m_4 w_2 \end{array}\right\} \quad (4)$$

wo m_1, m_2, m_3, m_4 Konstanten sind, und w_1, w_2 verschiedene Funktionen von t. Durch Einführung der Werte von V_1 und V_2 aus (4), in (3) erhält man:

$$\left.\begin{array}{l} (a_1 m_1 + d_1 m_3) \frac{d^2 w_1}{d t^2} + (a_1 m_2 + d_1 m_4) \frac{d^2 w_2}{d t^2} + \\ \qquad + b_1 m_1 \frac{d w_1}{d t} + b_1 m_2 \frac{d w_2}{d t} + m_1 w_1 + m_2 w_2 = 0 \\ (a_2 m_3 + d_2 m_1) \frac{d^2 w_1}{d t^2} + (a_2 m_4 + d_2 m_2) \frac{d^2 w_2}{d t^2} + \\ \qquad + b_2 m_3 \frac{d w_1}{d t} + b_2 m_4 \frac{d w_2}{d t} + m_3 w_1 + m_4 w_2 = 0 \end{array}\right\} \quad (5)$$

Indem wir aus diesen zwei Gleichungen zuerst den Ausdruck, der $\frac{d^2 w_1}{d t^2}$ enthält, und dann denjenigen, der $\frac{d^2 w_2}{d t^2}$ enthält, eliminieren, erhalten wir die folgenden zwei Gleichungen:

$$\left.\begin{aligned}
&\{(a_1 m_2 + d_1 m_4)(a_2 m_3 + d_2 m_1) - (a_2 m_4 + d_2 m_2)(a_1 m_1 + d_1 m_3)\}\frac{d^2 w_2}{d t^2} + \\
&\qquad + \{b_1 m_1 (a_2 m_3 + d_2 m_1) - b_2 m_3 (a_1 m_1 + d_1 m_3)\}\frac{d w_1}{d t} \\
&+ \{b_1 m_2 (a_2 m_3 + d_2 m_1) - b_2 m_4 (a_1 m_1 + d_1 m_3)\}\frac{d w_2}{d t} + \\
&\qquad + \{m_1 (a_2 m_3 + d_2 m_1) - m_3 (a_1 m_1 + d_1 m_3)\} w_1 \\
&+ \{m_2 (a_2 m_3 + d_2 m_1) - m_4 (a_1 m_1 + d_1 m_3)\} w_2 = 0
\end{aligned}\right\} (6)$$

$$\left.\begin{aligned}
&\{(a_2 m_4 + d_2 m_2)(a_1 m_1 + d_1 m_3) - (a_1 m_2 + d_1 m_4)(a_2 m_3 + d_2 m_1)\}\frac{d^2 w_1}{d t^2} + \\
&\qquad + \{b_1 m_1 (a_2 m_4 + d_2 m_2) - b_2 m_3 (a_1 m_2 + d_1 m_4\}\frac{d w_1}{d t} \\
&+ \{b_1 m_2 (a_2 m_4 + d_2 m_2 - b_2 m_4 (a_1 m_2 + d_1 m_4)\}\frac{d w_2}{d t} + \\
&\qquad + \{m_1 (a_2 m_4 + d_2 m_2) - m_3 (a_1 m_2 + d_1 m_4)\} w_1 \\
&+ \{m_2 (a_2 m_4 + d_2 m_2) - m_4 (a_1 m_2 + d_1 m_4)\} w_2 = 0
\end{aligned}\right\} (7)$$

Wir wollen jetzt den Konstanten m_1, m_2, m_3, m_4 solche Werte geben, daß die Koeffizienten von w_1 in Gleichung (6) und die Koeffizienten von w_2 in Gleichung (7) auf Null gebracht werden, also:

$$\begin{aligned}
a_2 m_1 m_1 + d_2 m_1^2 - a_1 m_1 m_3 - d_1 m_3^2 = 0 \\
a_2 m_2 m_4 + d_2 m_2^2 - a_1 m_2 m_4 - d_1 m_4^2 = 0.
\end{aligned}$$

Hieraus ergibt sich:

$$\frac{m_1}{m_3} = \frac{m_2}{m_4} = \frac{a_1 - a_2 \pm \sqrt{(a_1 - a_2)^2 + 4 d_1 d_2}}{2 d_2}.$$

Durch Benutzung verschiedener Vorzeichen vor dem Wurzelzeichen für die verschiedenen Verhältnisse bekommen wir:

$$\left.\begin{aligned}
\frac{m_1}{m_3} = k_1 = \frac{a_1 - a_2 + \sqrt{(a_1 - a_2)^2 + 4 d_1 d_2}}{2 d_2} \\
\frac{m_2}{m_4} = k_2 = \frac{a_1 - a_2 - \sqrt{(a_1 - a_2)^2 + 4 d_1 d_2}}{2 d_2}
\end{aligned}\right\} (8)$$

Entwickeln wir jetzt die verschiedenen Koeffizienten in Gleichungen (6) und (7) und dividieren durch $m_3 m_4$, so erhalten wir:

$$\left.\begin{aligned}&(a_1 a_2 - d_1 d_2)(k_2 - k_1)\frac{d^2 w_2}{d t^2} + (a_2 b_1 k_2 + b_1 d_2 k_1 k_2 - a_1 b_2 k_1 - b_2 d_1)\frac{d w_2}{d t}\\ &+ (a_2 k_2 + d_2 k_1 k_2 - a_1 k_1 - d_1) w_2 + \frac{m_1}{m_4}\left(a_2 b_1 + d_2 b_1 k_1 - a_1 b_2 - \frac{b_2 d_1}{k_1}\right)\frac{d w_1}{d t} = 0\\ &(a_1 a_2 - d_1 d_2)(k_1 - k_2)\frac{d^2 w_1}{d t^2} + (a_2 b_1 k_1 + b_1 d_2 k_1 k_2 - a_1 b_2 k_2 - b_2 d_1)\frac{d w_1}{d t}\\ &+ (a_2 k_1 + d_2 k_1 k_2 - a_1 k_2 - d_1) w_1 + \frac{m_2}{m_3}\left(a_2 b_1 + d_2 b_1 k_2 - a_1 b_2 - \frac{b_2 d_1}{k_2}\right)\frac{d w_2}{d t} = 0\end{aligned}\right\}(9)$$

Wenn wir jetzt zur Abkürzung setzen:

$$\frac{m_4}{m_1} = k_3$$

und

$$\frac{m_2}{m_3} = \frac{m_4}{m_1}\,\frac{m_1}{m_4}\,\frac{m_2}{m_3} = k_3\, k_1\, k_2,$$

dann können wir Gleichungen (9) in folgender Form schreiben:

$$\left.\begin{aligned}P_1 \frac{d^2 w_2}{d t^2} + P_2 \frac{d w_2}{d t} + P_3 w_2 + \frac{1}{k_3} P_4 \frac{d w_1}{d t} &= 0\\ T_1 \frac{d^2 w_1}{d t^2} + T_2 \frac{d w_1}{d t} + T_3 w_1 + k_3 T_4 \frac{d w_2}{d t} &= 0\end{aligned}\right\}(10)$$

wo

$$\left.\begin{aligned}P_1 &= (a_1 a_2 - d_1 d_2)(k_2 - k_1) & T_1 &= (a_1 a_2 - d_1 d_2)(k_1 - k_2) = -P_1\\ P_2 &= a_2 b_1 k_2 + b_1 d_2 k_1 k_2 - & T_2 &= a_2 b_1 k_1 + b_1 d_2 k_1 k_2 -\\ &\quad - a_1 b_2 k_1 - b_2 d_1 & &\quad - a_1 b_2 k_2 - b_2 d_1\\ P_3 &= a_2 k_2 + d_2 k_1 k_2 - a_1 k_1 - d_1 & T_3 &= a_2 k_1 + d_2 k_1 k_2 - a_1 k_2 - d_1\\ P_4 &= a_2 b_1 + d_2 b_1 k_1 - & T_4 &= k_1 k_2 \Big(a_2 b_1 + b_1 d_2 k_2 -\\ &\quad - a_1 b_2 - \frac{b_2 d_1}{k_1} & &\quad - a_1 b_2 - \frac{b_2 d_1}{k_2}\Big)\end{aligned}\right\}(11)$$

Wenn wir annehmen, daß

$$\left.\begin{aligned}w_1 &= A e^{-\alpha t} w_1'\\ w_2 &= B e^{-\alpha t} w_2'\end{aligned}\right\}(12)$$

wo w_1' und w_2' Funktionen von t sind und α eine willkürliche Konstante, so haben wir:

$$\frac{d w_1}{d t} = A e^{-\alpha t}\frac{d w_1'}{d t} - A \alpha e^{-\alpha t} w_1'$$

$$\frac{d^2 w_1'}{d t^2} = A e^{-\alpha t}\frac{d^2 w_1'}{d t^2} - 2 A \alpha e^{-\alpha t}\frac{d w_1'}{d t} + A \alpha^2 e^{-\alpha t} w_1'$$

und ähnliche Ausdrücke für:

$$\frac{d w_2}{d t} \quad \text{und} \quad \frac{d^2 w_2}{d t^2}.$$

Durch Einführung dieser Werte in Gleichungen (10) erhalten wir:

$$\left.\begin{aligned} &\left\{P_1 \frac{d^2 w_2'}{d t^2} - 2 P_1 \alpha \frac{d w_2'}{d t} + P_1 \alpha^2 w_2' + P_2 \frac{d w_2'}{d t} - P_2 \alpha w_2' + \right. \\ &\qquad \left. + P_3 w_2'\right\} B e^{-\alpha t} + \frac{P_4}{k_3}\left(\frac{d w_1'}{d t} - \alpha w_1'\right) A e^{-\alpha t} = 0 \\ &\left\{T_1 \frac{d^2 w_1'}{d t^2} - 2 T_1 \alpha \frac{d w_1'}{d t} + T_1 \alpha^2 w_1' + T_2 \frac{d w_1'}{d t} - T_2 \alpha w_1' + \right. \\ &\qquad \left. + T_3 w_1'\right\} A e^{-\alpha t} + k_3 T_4 \left(\frac{d w_2'}{d t} - \alpha w_2'\right) B e^{-\alpha t} = 0 \end{aligned}\right\} \quad (13)$$

Rekurrierend auf Gleichungen (10) finden wir, daß jede derselben w_1 und w_2 enthält und damit diese Gleichungen für alle Zeitwerte gelten, müssen offenbar w_1 und w_2 ähnliche Zeitfunktionen sein; das Verhältnis $\frac{w_1}{w_2}$ oder $\frac{d w_1}{d w_2}$ wird also eine Konstante sein. Wir können deshalb einen solchen Wert für α wählen, daß die folgenden Beziehungen gelten:

$$\left.\begin{aligned} B\{P_2 - 2 P_1 \alpha\} \frac{d w_2'}{d t} + \frac{A P_4}{k_3} \frac{d w_1'}{d t} = 0 \\ A\{T_2 - 2 T_1 \alpha\} \frac{d w_1'}{d t} + B T_4 k_3 \frac{d w_2'}{d t} = 0 \end{aligned}\right\} \quad (14)$$

Durch Elimination von:

$$\frac{A \frac{d w_1'}{d t}}{B \frac{d w_2'}{d t}}$$

aus den vorstehenden Gleichungen erhalten wir:

$$\frac{(P_2 - 2 P_1 \alpha) k_3}{P_4} = \frac{T_4 k_3}{T_2 - 2 T_1 \alpha}$$

oder:

$$T_2 P_2 - 2(P_1 T_2 + T_1 P_2)\alpha + 4 T_1 P_1 \alpha^2 = P_4 T_4$$

und:

$$\alpha = \frac{2(P_1 T_2 + T_1 P_2) \pm \sqrt{4(P_1 T_2 + T_1 P_2)^2 - 16 P_2 T_2 P_1 T_1 + 16 P_1 T_1 P_4 T_4}}{8 P_1 T_1} \quad (15)$$

Da aber $T_1 = -P_1$, so reduziert sich Gleichung (15) auf:

$$\alpha = \frac{(T_2 - P_2) \pm \sqrt{(T_2 + P_2)^2 - 4 P_4 T_4}}{4 T_1} \quad (16)$$

Da α zwei bestimmte Werte hat, so schreiben sich Gleichungen (12) in der folgenden Form:

$$\left.\begin{aligned} w_1 &= \{A_1 e^{-\alpha_1 t} + A_2 e^{-\alpha_2 t}\} w_1' \\ w_2 &= \{B_1 e^{-\alpha_1 t} + B_2 e^{-\alpha_2 t}\} w_2' \end{aligned}\right\} (17)$$

Aus Gleichungen (13) und (14) erhalten wir die folgenden zwei Gleichungen:

$$\left.\begin{aligned} \left\{P_1 \frac{d^2 w_2'}{d t^2} + P_1 \alpha^2 w_2' - P_2 \alpha w_2' + P_3 w_2'\right\} B - \frac{\alpha P_4}{k_3} A w_1' = 0 \\ \left\{T_1 \frac{d^2 w_1'}{d t^2} + T_1 \alpha^2 w_1' - T_2 \alpha w_1' + T_3 w_1'\right\} A - k_3 T_4 \alpha B w_2' = 0 \end{aligned}\right\} (18)$$

Wir setzen zur Abkürzung:

$$\left.\begin{aligned} P_1 \alpha^2 - P_2 \alpha + P_3 &= N_1 \\ T_1 \alpha^2 - T_2 \alpha + T_3 &= N_2 \end{aligned}\right\} (19)$$

Dann wird aus Gleichungen (18):

$$\left.\begin{aligned} \left\{P_1 \frac{d^2 w_2'}{d t^2} + N_1 w_2'\right\} B - \frac{A \alpha P_4}{k_3} w_1' = 0 \\ \left\{T_1 \frac{d^2 w_1'}{d t^2} + N_2 w_1'\right\} A - B \alpha T_4 k_3 w_2' = 0 \end{aligned}\right\} (20)$$

Wir nehmen die folgenden Lösungen an:

$$\left.\begin{aligned} w_1' &= D e^{i \lambda t} \\ w_2' &= F e^{i \lambda t} \end{aligned}\right\} (21)$$

Durch Einführung dieser Werte in (20) erhalten wir:

$$\left.\begin{aligned} \{-P_1 \lambda^2 + N_1\} B F - \frac{\alpha P_4}{k_3} A D = 0 \\ \{-T_1 \lambda^2 + N_2\} A D - \alpha T_4 k_3 B F = 0 \end{aligned}\right\} (22)$$

Indem wir aus diesen zwei Gleichungen $\frac{A D}{B F}$ eliminieren, erhalten wir:

$$\frac{(-P_1\lambda^2+N_1)k_3}{\alpha P_4}=\frac{\alpha T_4 k_3}{-T_1\lambda^2+N_2}$$

oder:

$$T_1 P_1 \lambda^4-(N_1 T_1+N_2 P_1)\lambda^2+N_1 N_2-\alpha^2 P_4 T_4=0$$

und:

$$\lambda^2=\frac{N_1T_1+N_2P_1\pm\sqrt{(N_1T_1+N_2P_1)^2-4N_1N_2P_1T_1+4P_1T_1P_4T_4\alpha^2}}{2T_1P_1}.$$

Da $T_1=-P_1$, so reduziert sich die vorstehende Gleichung auf:

$$\lambda^2=\frac{N_2-N_1\pm\sqrt{(N_2+N_1)^2-4P_4T_4\alpha^2}}{2T_1} \tag{23}$$

Da λ zwei bestimmte Werte hat, bekommen wir:

$$\begin{aligned} w_1' &= D_1 e^{i\lambda_1 t}+D_2 e^{i\lambda_2 t}\\ w_2' &= F_1 e^{i\lambda_1 t}+F_2 e^{i\lambda_2 t}\end{aligned}$$

und die vollständigen Lösungen von w_1 und w_2 werden deshalb sein:

$$\left.\begin{aligned} w_1 &= \{A_1 e^{-a_1 t}+A_2 e^{-a_2 t}\}\{D_1 e^{i\lambda_1 t}+D_2 e^{i\lambda_2 t}\}\\ w_2 &= \{B_1 e^{-a_1 t}+B_2 e^{-a_2 t}\}\{F_1 e^{i\lambda_1 t}+F_2 e^{i\lambda_2 t}\}\end{aligned}\right\} \tag{24}$$

Wir setzen jetzt:

$$\begin{aligned} &A_1D_1=\overline{K}_1, && A_1D_2=\overline{K}_2, && A_2D_1=\overline{K}_3, && A_2D_2=\overline{K}_4,\\ &B_1F_1=\overline{K}_5, && B_1F_2=\overline{K}_6, && B_2F_1=\overline{K}_7, && B_2F_2=\overline{K}_8.\end{aligned}$$

Gleichung (24) reduziert sich auf:

$$\left.\begin{aligned} w_1 &= \overline{K}_1 e^{-a_1t}e^{i\lambda_1t}+\overline{K}_2 e^{-a_1t}e^{i\lambda_2t}+\overline{K}_3 e^{-a_2t}e^{i\lambda_1t}+\overline{K}_4 e^{-a_2t}e^{i\lambda_2t}\\ w_2 &= \overline{K}_5 e^{-a_1t}e^{i\lambda_1t}+\overline{K}_6 e^{-a_1t}e^{i\lambda_2t}+\overline{K}_7 e^{-a_2t}e^{i\lambda_1t}+\overline{K}_8 e^{-a_2t}e^{i\lambda_2t}\end{aligned}\right\} \tag{25}$$

und durch Gleichung (4) haben wir:

$$\left.\begin{aligned} V_1 &= m_1 w_1+m_2 w_2\\ &= (m_1\overline{K}_1+m_2\overline{K}_5)e^{-a_1t}e^{i\lambda_1t}+(m_1\overline{K}_2+m_2\overline{K}_6)e^{-a_1t}e^{i\lambda_2t}+\\ &\qquad +(m_1\overline{K}_3+m_2\overline{K}_7)e^{-a_2t}e^{i\lambda_1t}+(m_1\overline{K}_4+m_2\overline{K}_8)e^{-a_2t}e^{i\lambda_2t}\\ V_2 &= m_3 w_1+m_4 w_2\\ &= (m_3\overline{K}_1+m_4\overline{K}_5)e^{-a_1t}e^{i\lambda_1t}+(m_3\overline{K}_2+m_4\overline{K}_6)e^{-a_1t}e^{i\lambda_2t}+\\ &\qquad +(m_3\overline{K}_3+m_4\overline{K}_7)e^{-a_2t}e^{i\lambda_1t}+(m_3\overline{K}_4+m_4\overline{K}_8)e^{-a_2t}e^{i\lambda_2t}\end{aligned}\right\} \tag{26}$$

Gleichungen (26) geben die vollständigen Ausdrücke für die primären und sekundären Potentiale, und die Ausdrücke für die Ströme können natürlich mit Hilfe von Gleichungen (2) aus Gleichungen (26) erhalten werden.

In den Auswertungen der Konstanten α_1, α_2, λ_1 und λ_2 wird gezeigt werden, daß sie alle reelle Quantitäten sind, und hieraus ist ersichtlich, daß α_1, α_2 die Dämpfungsfaktoren und λ_1 und λ_2 die Frequenzkonstanten sind.

Die Werte von α und λ sind gegeben durch Gleichungen (16) und (23) respektive; ihre Auswertung in Ausdrücken der Konstanten der Schwingungskreise für den allgemeinsten Fall ist etwas mühsam, und ich werde deshalb nur den für die Praxis wichtigsten Resonanzfall betrachten. In diesem Falle haben wir $a_2 = a_1$, und deshalb erhalten wir durch Gleichung (8):

$$k_1 = \sqrt{\frac{d_1}{d_2}} \qquad k_2 = -\sqrt{\frac{d_1}{d_2}} \tag{27}$$

Durch Benutzung dieser Werte in Gleichungen (16) haben wir:

$$T_2 - P_2 = 2(a_2 b_1 + a_1 b_2)\sqrt{\frac{d_1}{d_2}}$$
$$T_2 + P_2 = -2 d_1 (b_1 + b_2)$$
$$P_4 T_4 = -\frac{d_1}{d_2}\{(a_2 b_1 - a_1 b_2)^2 - d_1 d_2 (b_1 - b_2)^2\}$$

und deshalb:

$$\alpha = \frac{2(a_2 b_1 + a_1 b_2)\sqrt{\frac{d_1}{d_2}} \pm \sqrt{4 d_1^2 (b_1 + b_2)^2 + 4\frac{d_1}{d_2}\{(a_2 b_1 - a_1 b_2)^2 - d_1 d_2 (b_1 - b_2)^2\}}}{8(a_1 a_2 - d_1 d_2)\sqrt{\frac{d_1}{d_2}}} \tag{28}$$

$$= \frac{a_2 b_1 + a_1 b_2 \pm \sqrt{(a_2 b_1 - a_1 b_2)^2 + 4 d_1 d_2 b_1 b_2}}{4(a_1 a_2 - d_1 d_2)}$$

Substituiert man die Werte der verschiedenen Konstanten und vereinfacht man, so ist:

$$\alpha = \frac{L_2 R_1 + L_1 R_2 \pm \sqrt{(L_2 R_1 - L_1 R_2)^2 + 4 M^2 R_1 R_2}}{4(L_1 L_2 - M^2)} \tag{29}$$

Wenn wir die natürlichen Dämpfungsfaktoren des primären und sekundären Kreises mit γ_1 und γ_2 respektive bezeichnen, also:

$$\frac{R_1}{2L_1} = \gamma_1 \qquad \text{und} \qquad \frac{R_1}{2L_2} = \gamma_2,$$

und die Koppelungskoeffizienten $\frac{M^2}{L_1 L_2}$ mit μ^2 bezeichnen, dann können Gleichungen (29) in der folgenden Form geschrieben werden:

$$\left.\begin{aligned} \alpha_1 &= \frac{\gamma_1 + \gamma_2 + \sqrt{(\gamma_1 - \gamma_2)^2 + 4\gamma_1 \gamma_2 \mu^2}}{2(1 - \mu^2)} \\ \alpha_2 &= \frac{\gamma_1 + \gamma_2 - \sqrt{(\gamma_1 - \gamma_2)^2 + 4\gamma_1 \gamma_2 \mu^2}}{4(1 - \mu^2)} \end{aligned}\right\} \quad (30)$$

Falls der Koppelungskoeffizient Null ist, so reduzieren sich die vorstehenden zwei Gleichungen auf:

$$\alpha_1 = \gamma_1 \qquad \text{und} \qquad \alpha_2 = \gamma_2,$$

d. h. die Dämpfungsfaktoren werden die natürlichen Dämpfungsfaktoren des primären und sekundären Kreises sein. Um die Ausdrücke für λ_1 und λ_2 in Ausdrücken der Konstanten der Kreise zu erhalten, bedenken wir, daß:

$$\begin{aligned} N_2 - N_1 &= -2P_1\alpha^2 + (P_2 - T_2)\alpha + T_3 - P_3 \\ &= 4(a_1 a_2 - d_1 d_2)k_1 \alpha^2 + 2(a_2 b_1 + a_1 b_2)k_1 \alpha + 2(a_1 + a_2)k_1 \\ N_2 + N_1 &= -(P_2 + T_2)\alpha + P_3 + T_3 = 2d_1(b_1 + b_2)\alpha - 4d_1 \\ P_4 T_4 &= -\frac{d_1}{d_2}\{(a_2 b_1 - a_1 b_2)^2 + d_1 d_2 (b_1 - b_2)^2\}. \end{aligned}$$

Durch Einführung dieser Werte in Gleichung (21) erhalten wir:

$$\begin{aligned} \lambda^2 &= \frac{\begin{array}{c} 4(a_1 a_2 - d_1 d_2)k_1 \alpha^2 + 2(a_2 b_1 + a_1 b_2)k_1 \alpha + 2(a_1 + a_2)k_1 \pm \\ \pm \sqrt{\{2d_1(b_1 + b_2)\alpha - 4d_1\}^2 + \frac{4\alpha^2 d_1}{d_2}\{(a_2 b_1 - a_1 b_2)^2 + d_1 d_2(b_1 - b_2)^2\}} \end{array}}{4(a_1 a_2 - d_1 d_2)k_1} \\ &= \frac{\begin{array}{c} 2(a_1 a_2 - d_1 d_2)\alpha^2 + (a_2 b_1 + a_1 b_2)\alpha + (a_1 + a_2) \pm \\ \pm \sqrt{d_1 d_2\{(b_1 + b_2)\alpha - 2\}^2 + \{(a_2 b_1 - a_1 b_2)^2 + d_1 d_2(b_1 - b_2)^2\}\alpha^2} \end{array}}{2(a_1 a_2 - d_1 d_2)} \end{aligned} \quad (31)$$

Gleichung (31) zeigt, daß alle Glieder im Ausdruck für λ^2 positiv sind, und wenn wir deshalb das positive Vorzeichen vor dem Wurzel-

zeichen benutzen, d. h. den Wert für λ_1, so ist derselbe gewiß positiv. aber selbst wenn wir das negative Vorzeichen in der Wurzel benutzen, d. h. den Wert für λ_2, so wird derselbe auch positiv sein, weil der Hauptanteil des Ausdruckes außerhalb des Wurzelzeichens $a_1 + a_2$ ist, dessen Größe von der Ordnung LC ist, während das Hauptglied unter der Wurzel $4\,d_1\,d_2$ und von der Größenordnung MC ist, so daß also der Ausdruck von λ^2, gemäß (31), stets positiv sein wird und deshalb ist λ eine reelle Quantität. Aus Gleichung (28) sieht man auch, daß α eine reelle Quantität ist, da die α, gemäß Gleichung (28), die Dämpfungsfaktoren, und die λ, gemäß Gleichung (31), die Frequenzkonstanten sind.

Es sei auch bemerkt, daß in allen Fällen der Praxis die Glieder in Gleichung (31), welche α als einen Faktor enthalten, gewöhnlich sehr klein sind im Vergleich mit den anderen Gliedern. Wenn wir den Widerstand gänzlich vernachlässigen, dann reduziert sich Gleichung (31) auf folgende:

$$\lambda^2 = \frac{a_1 + a_2 \pm \sqrt{4\,d_1\,d_2}}{2(a_1\,a_2 - d_1\,d_2)} \tag{32}$$

was natürlich mit den Resultaten von Oberbeck[1]) übereinstimmt, der die Theorie unter der Annahme, daß kein Widerstand zu berücksichtigen sei, entwickelte. Nach Bestimmung der Dämpfungsfaktoren und der Frequenzkonstanten bleibt noch die Auswertung der Integrationskonstanten übrig, um die vollständige Lösung des Problems zu erhalten.

Die Anfangsbedingungen sind:

Für $\quad t = 0, \quad V_1 = E, \quad V_2 = 0, \quad I_1 = 0, \quad I_2 = 0.$

Die Ausdrücke für V_1 und V_2 sind durch Gleichung (26) gegeben.

$$\left.\begin{aligned} V_1 &= (m_1\,\bar{K}_1 + m_2\,\bar{\bar{K}}_5)\,e^{-\alpha_1 t}\,e^{i\lambda_1 t} + (m_1\,\mathrm{K}_2 + m_2\,\bar{\bar{K}}_6)\,e^{-\alpha_1 t}\,e^{i\lambda_2 t} + \\ &\quad + (m_1\,\bar{K}_3 + m_2\,\bar{\bar{K}}_7)\,e^{-\alpha_2 t}\,e^{i\lambda_1 t} + (m_1\,\bar{K}_4 + m_2\,\bar{\bar{K}}_8)\,e^{-\alpha_2 t}\,e^{i\lambda_2 t} \\ V_2 &= (m_3\,\bar{K}_1 + m_4\,\bar{\bar{K}}_5)\,e^{-\alpha_1 t}\,e^{i\lambda_1 t} + (m_3\,\bar{K}_2 + m_4\,\bar{\bar{K}}_6)\,e^{-\alpha_1 t}\,e^{i\lambda_2 t} + \\ &\quad + (m_3\,\bar{K}_3 + m_4\,\bar{\bar{K}}_7)\,e^{-\alpha_2 t}\,e^{i\lambda_1 t} + (m_3\,\bar{K}_4 + m_4\,\bar{\bar{K}}_8)\,e^{-\alpha_2 t}\,e^{i\lambda_2 t} \end{aligned}\right\} \tag{26}$$

Damit die Werte von w_1 und w_2, gemäß Gleichungen (25), die Gleichungen (22) befriedigen, muß eine gewisse Beziehung zwischen den verschiedenen K, die in Gleichungen (25) auftreten, bestehen.

1) A. Oberbeck, Wied. Ann. 55, 623, 1895.

Wenn wir die Werte von w_1 und w_2, gemäß Gleichung (25) in (22) einführen, so finden wir folgende Beziehung zwischen den Konstanten:

$$\left.\begin{aligned}
\frac{\bar{K}_5}{\bar{K}_1} &= \frac{-T_1\lambda_1^2 + N_2}{\alpha_1 T_4 k_3} \quad \text{oder} \quad \bar{K}_5 = \frac{-T_1\lambda_1^2 + N_2}{\alpha_1 T_4 k_3}\bar{K}_1 = \frac{Q_1 \bar{K}_1}{k_3} \\
\frac{\bar{K}_6}{\bar{K}_2} &= \frac{T_1\lambda_2^2 + N_2}{\alpha_1 T_4 k_3} \quad \text{oder} \quad \bar{K}_6 = \frac{-T_1\lambda_2^2 + N_2}{\alpha_1 T_4 k_3}\bar{K}_2 = \frac{Q_2 \bar{K}_2}{k_3} \\
\frac{\bar{K}_7}{\bar{K}_3} &= \frac{-T_1\lambda_1^2 + N_2}{\alpha_2 T_4 k_3} \quad \text{oder} \quad \bar{K}_7 = \frac{-T_1\lambda_1^2 + N_2}{\alpha_2 T_4 k_3}\bar{K}_3 = \frac{Q_3 \bar{K}_3}{k_3} \\
\frac{\bar{K}_8}{\bar{K}_4} &= \frac{-T_1\lambda_2^2 + N_2}{\alpha_2 T_4 k_3} \quad \text{oder} \quad \bar{K}_8 = \frac{-T_1\lambda_2^2 + N_2}{\alpha_2 T_4 k_3}\bar{K}_4 = \frac{Q_4 \bar{K}_4}{k_3}
\end{aligned}\right\} \quad (33)$$

Durch Einführung dieser Werte in Gleichung (26), und indem wir bedenken, daß $k_3 = \frac{m_4}{m_1}$, erhalten wir:

$$\left.\begin{aligned}
V_1 &= m_1 \bar{K}_1 (1 + k_2 Q_1) e^{-\alpha_1 t} e^{i\lambda_1 t} + m_1 \bar{K}_2 (1 + k_2 Q_2) e^{-\alpha_1 t} e^{i\lambda_2 t} + \\
&\quad + m_1 \bar{K}_3 (1 + k_2 Q_3) e^{-\alpha_2 t} e^{i\lambda_1 t} + m_1 \bar{K}_4 (1 + k_2 Q_4) e^{-\alpha_2 t} e^{i\lambda_2 t} \\
V_2 &= m_3 \bar{K}_1 (1 + k_1 Q_1) e^{-\alpha_1 t} e^{i\lambda_1 t} + m_3 K_2 (1 + k_1 Q_2) e^{-\alpha_1 t} e^{i\lambda_2 t} + \\
&\quad + m_3 \bar{K}_3 (1 + k_1 Q_3) e^{-\alpha_2 t} e^{i\lambda_1 t} + m_3 \bar{K}_4 (1 + k_1 Q_4) e^{-\alpha_2 t} e^{i\lambda_2 t}
\end{aligned}\right\} \quad (34)$$

Die Stromausdrücke im primären und sekundären Kreise sind die folgenden:

$$\left.\begin{aligned}
I_1 = c_1 m_1 \{ &\bar{K}_1 (1 + k_2 Q_1)(i\lambda_1 - \alpha_1) e^{-\alpha_1 t} e^{i\lambda_1 t} + \\
+ &\bar{K}_2 (1 + k_2 Q_2)(i\lambda_2 - \alpha_1) e^{-\alpha_1 t} e^{i\lambda_2 t} + \\
+ &\bar{K}_3 (1 + k_2 Q_3)(i\lambda_2 - \alpha_1) e^{-\alpha_1 t} e^{i\lambda_2 t} + \\
+ &\bar{K}_4 (1 + k_2 Q_4)(i\lambda_2 - \alpha_2) e^{-\alpha_2 t} e^{i\lambda_2 t} \} \\
I_2 = c_2 m_3 \{ &\bar{K}_1 (1 + k_1 Q_1)(i\lambda_1 - \alpha_1) e^{-\alpha_1 t} e^{i\lambda_1 t} + \\
+ &\bar{K}_2 (1 + k_1 Q_2)(i\lambda_2 - \alpha_1) e^{-\alpha_1 t} e^{i\lambda_2 t} + \\
+ &\bar{K}_3 (1 + k_1 Q_3)(i\lambda_1 - \alpha_2) e^{-\alpha_2 t} e^{i\lambda_1 t} + \\
+ &\bar{K}_4 (1 + k_1 Q_4)(i\lambda_2 - \alpha_2) e^{-\alpha_2 t} e^{i\lambda_2 t} \}
\end{aligned}\right\} \quad (35)$$

Für $t = 0$ haben wir:

$$\left.\begin{aligned}
&m_1\{\bar{K}_1(1+k_2 Q_1)+\bar{K}_2(1+k_2 Q_2)+\bar{K}_3(1+k_2 Q_3)+\bar{K}_4(1+k_2 Q_4)\} = E \\
&m_3\{\bar{K}_1(1+k_1 Q_1)+\bar{K}_2(1+k_1 Q_2)+\bar{K}_3(1+k_1 Q_3)+\bar{K}_4(1+k_1 Q_4)\} = 0 \\
&C_1 m_1 \{\bar{K}_1(1 + k_2 Q_1)(i\lambda_1 - \alpha_1) + \bar{K}_2(1 + k_2 Q_2)(i\lambda_2 - \alpha_1) + \\
&\quad + \bar{K}_3(1 + k_2 Q_3)(i\lambda_1 - \alpha_2) + \bar{K}_4(1 + k_2 Q_4)(i\lambda_2 - \alpha_2) \} = 0 \\
&C_2 m_3 \{\bar{K}_1(1 + k_1 Q_1)(i\lambda_1 - \alpha_1) + \bar{K}_2(1 + k_1 Q_2)(i\lambda_2 - \alpha_1) + \\
&\quad + \bar{K}_3(1 + k_1 Q_3)(i\lambda_1 - \alpha_2) + \bar{K}_4(1 + k_1 Q_4)(i\lambda_2 - \alpha_2) \} = 0
\end{aligned}\right\} \quad (36)$$

Wir haben hier vier Gleichungen, aus denen wir vermittels Determinanten die Werte der vier Konstanten $\bar{K}_1$, $\bar{K}_2$, $\bar{K}_3$ und $\bar{K}_4$ erhalten können. Die auf diese Weise erhaltenen Resultate werden jedoch sehr kompliziert sein und es erscheint deshalb ratsam, approximative Werte der Konstanten zu ermitteln, wenn wir dadurch die Rechnung wesentlich vereinfachen. Tatsächlich werden diese Näherungswerte auch den absoluten Werten sehr nahe kommen; ferner ist es in unserem Endresultat das Verhältnis des sekundären Potentials zum primären, das wir zu bestimmen suchen, und da diese Konstanten in den Ausdruck für V_1 und V_2 eingehen, so wird diese Approximation sowohl den Zähler wie den Nenner beeinflussen, und das Verhältnis wird noch eine größere Annäherung an den absoluten Wert darstellen.

Wie Gleichung (35) zeigt, enthält jedes Glied der rechten Seite einen Faktor $(i\lambda - \alpha)$; nun ist praktisch α im allgemeinen sehr klein im Vergleich zu λ, aber es muß berücksichtigt werden, daß, wenn wir den reellen Anteil (35) nehmen, das Glied $i\lambda - \alpha$ wird werden $\sqrt{\lambda^2 + \alpha^2}$, und α^2 ist im allgemeinen zu vernachlässigen gegen λ^2. Wir können also α gegen $i\lambda$ vernachlässigen, und unter diesen Bedingungen werden sich Gleichungen (36) reduzieren auf:

$$\left.\begin{aligned}
\{\bar{K}_1(1 + k_2 Q_1) + \bar{K}_3(1 + k_2 Q_3)\} &+ \\
+ \{\bar{K}_2(1 + k_2 Q_2) + \bar{K}_4(1 + k_2 Q_4)\} &= \frac{E}{m_1} \\
i\lambda_1 \{\bar{K}_1(1 + k_2 Q_1) + \bar{K}_3(1 + k_2 Q_3)\} &+ \\
+ i\lambda_2 \{\bar{K}_2(1 + k_2 Q_2) + \bar{K}_4(1 + k_2 Q_4)\} &= 0 \\
\{\bar{K}_1(1 + k_1 Q_1) + \bar{K}_3(1 + k_1 Q_3)\} &+ \\
+ \{K_2(1 + k_1 Q_2) + \bar{K}_4(1 + k_1 Q_4)\} &= 0 \\
i\lambda_1 \{\bar{K}_1(1 + k_1 Q_1) + \bar{K}_3(1 + k_1 Q_3)\} &+ \\
+ i\lambda_2 \{K_2(1 + k_1 Q_2) + \bar{K}_4(1 + k_1 Q_4)\} &= 0
\end{aligned}\right\} \quad (37)$$

Damit die letzten beiden Gleichungen von (37) befriedigt werden, muß jeder der Klammerausdrücke Null sein, d. h. wir haben folgende Beziehungen:

$$K_1(1 + k_1 Q_1) + \bar{K}_3(1 + k_1 Q_3) = 0$$
$$K_2(1 + k_1 Q_2) + \bar{K}_4(1 + k_1 Q_4) = 0$$

und deshalb:

$$\left.\begin{aligned} \frac{\overline{K}_1}{\overline{K}_3} &= -\frac{1+k_1 Q_3}{1+k_1 Q_1} \\ \frac{\overline{K}_2}{\overline{K}_4} &= -\frac{1+k_1 Q_4}{1+k_1 Q_2} \end{aligned}\right\} \quad (38)$$

Aus den beiden ersten Gleichungen von (37) bekommen wir:

$$\left.\begin{aligned} \overline{K}_2(1+k_2 Q_2)+\overline{K}_4(1+k_2 Q_4) &= \frac{\frac{E}{m_1}\lambda_1}{\lambda_1-\lambda_2} \\ \overline{K}_1(1+k_2 Q_1)+\overline{K}_3(1+k_2 Q_3) &= \frac{\frac{E}{m_1}\lambda_2}{\lambda_2-\lambda_1} \end{aligned}\right\} \quad (39)$$

Aus (38) und (39) können wir die Werte der Konstanten bestimmen, die sind:

$$\left.\begin{aligned} \overline{K}_1 &= \frac{\frac{E}{m_1}\lambda_2(1+k_1 Q_3)}{(\lambda_2-\lambda_1)\{(1+k_2 Q_1)(1+k_1 Q_3)-(1+k_2 Q_3)(1+k_1 Q_1)\}} \\ &= \frac{\frac{E}{m_1}\lambda_2(1+k_1 Q_3)}{S_1} \\ \overline{K}_2 &= \frac{\frac{E}{m_1}\lambda_1(1+k_1 Q_4)}{(\lambda_1-\lambda_2)\{(1+k_2 Q_2)(1+k_1 Q_4)-(1+k_2 Q_4)(1+k_1 Q_2)\}} \\ &= \frac{\frac{E}{m_1}\lambda_1(1+k_1 Q_4)}{S_2} \\ \overline{K}_3 &= -\frac{\frac{E}{m_1}\lambda_2(1+k_1 Q_1)}{S_1} \\ \overline{K}_4 &= -\frac{\frac{E}{m_1}\lambda_1(1+k_1 Q_2)}{S_2} \end{aligned}\right\} \quad (41)$$

Indem wir die Werte der Konstanten, wie sie sich aus Gleichung (41) ergeben in Gleichungen (34) und (35) einführen, werden wir die vollständigen Ausdrücke für die Potentiale und Ströme in den primären und sekundären Kreisen haben, nämlich:

$$
\left.\begin{aligned}
V_1 = \; & \frac{E\lambda_2}{S_1}(1 + k_2\, Q_1)(1 + k_1\, Q_3)\, e^{-\alpha_1 t} e^{i\lambda_1 t} + \\
& + \frac{E\lambda_1}{S_2}(1 + k_1\, Q_4)(1 + k_2\, Q_2)\, e^{-\alpha_2 t} e^{i\lambda_2 t} \\
& - \frac{E\lambda_2}{S_1}(1 + k_1\, Q_1)(1 + k_2\, Q_3)\, e^{-\alpha_1 t} e^{i\lambda_1 t} - \\
& - \frac{E\lambda_1}{S_2}(1 + k_1\, Q_2)(1 + k_2\, Q_4)\, e^{-\alpha_2 t} e^{i\lambda_2 t}
\end{aligned}\right\} \quad (42)
$$

$$
\left.\begin{aligned}
V_2 = \; & \frac{E\lambda_2}{k_1\, S_1}(1 + k_1 Q_3)(1 + k_1\, Q_1)\, e^{-\alpha_1 t} e^{i\lambda_1 t} + \\
& + \frac{E\lambda_1}{k_1\, S_2}(1 + k_1\, Q_4)(1 + k_1\, Q_2)\, e^{-\alpha_2 t} e^{i\lambda_2 t} \\
& - \frac{E\lambda_2}{k_1\, S_1}(1 + k_1\, Q_1)(1 + k_1\, Q_3)\, e^{-\alpha_1 t} e^{i\lambda_1 t} - \\
& - \frac{E\lambda_1}{k_1\, S_2}(1 + k_1\, Q_2)(1 + k_1\, Q_4)\, e^{-\alpha_2 t} e^{i\lambda_2 t}
\end{aligned}\right\} \quad (43)
$$

$$
\left.\begin{aligned}
I_1 = \; & \frac{C_1\, E\lambda_2}{S_1}(1 + k_2\, Q_1)(1 + k_1\, Q_3)\, i\,\lambda_1\, e^{-\alpha_1 t} e^{i\lambda_1 t} + \\
& + \frac{C_1\, E\lambda_1}{S_2}(1 + k_2\, Q_2)(1 + k_1\, Q_4)\, i\,\lambda_2\, e^{-\alpha_2 t} e^{i\lambda_2 t} \\
& - \frac{C_1\, E\lambda_2}{S_1}(1 + k_2\, Q_3)(1 + k_1\, Q_1)\, i\,\lambda_1\, e^{-\alpha_1 t} e^{i\lambda_1 t} - \\
& - \frac{C_1\, E\lambda_1}{S_2}(1 + k_2\, Q_4)(1 + k_1\, Q_2)\, i\,\lambda_2\, e^{-\alpha_2 t} e^{i\lambda_2 t}
\end{aligned}\right\} \quad (44)
$$

$$
\left.\begin{aligned}
I_2 = \; & \frac{C_2\, E\lambda_2}{k_1\, S_1}(1 + k_1\, Q_1)(1 + k_1\, Q_3)\, i\,\lambda_1\, e^{-\alpha_1 t} e^{i\lambda_1 t} + \\
& + \frac{C_2\, E\lambda_1}{k_1\, S_2}(1 + k_1\, Q_4)(1 + k_1\, Q_2)\, i\,\lambda_2\, e^{-\alpha_2 t} e^{i\lambda_2 t} \\
& - \frac{C_2\, E\lambda_2}{k_1\, S_1}(1 + k_1\, Q_1)(1 + k_1\, Q_3)\, i\,\lambda_1\, e^{-\alpha_1 t} e^{i\lambda_1 t} - \\
& - \frac{C_2\, E\lambda_1}{k_1\, S_2}(1 + k_1\, Q_4)(1 + k_1\, Q_3)\, i\,\lambda_2\, e^{-\alpha_2 t} e^{\lambda_2 i t}
\end{aligned}\right\} \quad (45)
$$

Wir wollen nunmehr die folgenden Abkürzungen benutzen:

$$\left.\begin{aligned}
\frac{E\lambda_2(1+k_2 Q_1)(1+k_1 Q_3)}{S_1} &= H_1, & \frac{E\lambda_1(1+k_1 Q_2)(1+k_2 Q_4)}{S_2} &= H_4 \\
\frac{E\lambda_1(1+k_1 Q_4)(1+k_2 Q_2)}{S_2} &= H_2, & \frac{E\lambda_2(1+k_1 Q_3)(1+k_1 Q_1)}{k_1 S_1} &= H_5 \\
\frac{E\lambda_2(1+k_1 Q_1)(1+k_2 Q_3)}{S_1} &= H_3, & \frac{E\lambda_1(1+k_1 Q_4)(1+k_1 Q_2)}{k_1 S_2} &= H_6
\end{aligned}\right\} \quad (46)$$

Dann können die reellen Anteile der Gleichungen (42—45) in der folgenden Form geschrieben werden:

$$\begin{aligned}
V_1 = H_1 e^{-a_1 t}\cos\lambda_1 t + H_2 e^{-a_1 t}\cos\lambda_2 t - H_3 e^{-a_2 t}\cos\lambda_1 t - \\
- H_4 e^{-a_2 t}\cos\lambda_2 t
\end{aligned} \quad (47)$$

$$\begin{aligned}
V_2 = H_5 e^{-a_1 t}\cos\lambda_1 t + H_6 e^{-a_1 t}\cos\lambda_2 t - H_5 e^{-a_2 t}\cos\lambda_1 t - \\
- H_6 e^{-a_2 t}\cos\lambda_2 t
\end{aligned} \quad (48)$$

$$\begin{aligned}
I_1 = C_1 H_1 \lambda_1 e^{-a_1 t}\sin\lambda_1 t + C_1 H_2 \lambda_2 e^{-a_1 t}\sin\lambda_2 t - \\
- C_1 H_3 \lambda_1 e^{-a_2 t}\sin\lambda_1 t - C_1 H_4 \lambda_2 e^{-a_2 t}\sin\lambda_2 t
\end{aligned} \quad (49)$$

$$\begin{aligned}
I_2 = C_2 H_5 \lambda_1 e^{-a_1 t}\sin\lambda_1 t + C_2 H_6 \lambda_2 e^{-a_1 t}\sin\lambda_2 t - \\
- C_2 H_5 \lambda_1 e^{-a_2 t}\sin\lambda_1 t - C_2 H_6 \lambda_2 e^{-a_2 t}\sin\lambda_2 t
\end{aligned} \quad (50)$$

oder wir können die vorstehenden Gleichungen in der Form schreiben:

$$\left.\begin{aligned}
V_1 &= \{H_1 e^{-a_1 t} - H_3 e^{-a_2 t}\}\cos\lambda_1 t + \{H_2 e^{-a_1 t} - H_4 e^{-a_2 t}\}\cos\lambda_2 t \\
V_2 &= H_5\{e^{-a_1 t} - e^{-a_2 t}\}\cos\lambda_1 t + H_6\{e^{-a_1 t} - e^{-a_2 t}\}\cos\lambda_2 t \\
I_1 &= C_1 \lambda_1 \{H_1 e^{-a_1 t} - H_3 e^{-a_2 t}\}\sin\lambda_1 t + C_1 \lambda_2 \{H_2 e^{-a_1 t} - \\
&\qquad - H_4 e^{-a_2 t}\}\sin\lambda_2 t \\
I_2 &= C_2 \lambda_1 H_5 \{e^{-a_1 t} - e^{-a_2 t}\}\sin\lambda_1 t + C_2 \lambda_2 H_6 \{e^{-a_1 t} - \\
&\qquad - e^{-a_2 t}\}\sin\lambda_2 t.
\end{aligned}\right\} \quad (51)$$

Gleichungen (51) geben die vollständige Lösung für das Problem der elektromagnetisch gekoppelten Systeme. Man erkennt, daß Potential und Strom in den primären und sekundären Kreisen aus zwei getrennten Wellen bestehen, jede von ihnen hat eine verschiedene Periode und zwei verschiedene Dämpfungsfaktoren. Es ist auch evident, daß jede Welle im primären Kreise eine entsprechende Welle im sekundären Kreise erzeugen wird. Wir können also schreiben:

$$\left.\begin{aligned}
V_1 &= V_1' + V_1'' \\
V_2 &= V_2' + V_2''
\end{aligned}\right\} \quad (52)$$

wo V_1' und V_2' entsprechen den Frequenzausdrücken λ_1 und V_2', V_2'' den Frequenzausdrücken λ_2.

Wenn wir die Werte der elektrischen Konstanten, die allgemein in der Praxis gebraucht werden, in Gleichungen (33) einführen sollten, so werden wir finden, daß die Konstanten Q_1, Q_2, Q_3 und Q_4 große Quantitäten sind, von der Größenordnung ein Hundert und mehr.

Wenn wir die Einheit gegen Q vernachlässigen, so finden wir mit Bezug auf Gleichungen (46), daß $H_1 = H_3$ und $H_2 = H_4$.

Die erste und dritte Gleichungen in (51) reduzieren sich daher auf:

$$\left.\begin{aligned} V_1 &= H_1\{e^{-\alpha_1 t} + e^{-\alpha_2 t}\}\cos\lambda_1 t + H_2\{e^{-\alpha_1 t} + e^{-\alpha_2 t}\}\cos\lambda_2 t \\ I_1 &= C_1\lambda_1 H_1\{e^{-\alpha_1 t} + e^{-\alpha_2 t}\}\sin\lambda_1 t + C_1\lambda_2 H_2\{e^{-\alpha_1 t} + \\ &\qquad + e^{-\alpha_2 t}\}\sin\lambda_2 t \end{aligned}\right\} \quad (53)$$

Wenn wir annehmen, daß kein Widerstand in den Kreisen vorhanden ist, d. h. $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$, dann werden die Werte der verschiedenen Q aus Gleichungen (33) unendlich groß sein, und wir können daher die Einheit gegen kQ in Gleichung (46) vernachlässigen. Unter diesen Bedingungen finden wir, daß

$$\frac{V_2'}{V_1'} = \frac{V_2''}{V_1''} = \frac{1}{k_1} = \sqrt{\frac{C_1}{C_2}} \quad (54)$$

was übereinstimmt mit dem Resultat, das erhalten wurde in der Entwickelung der einfachen Theorie unter der Annahme, daß kein Widerstand in den Kreisen vorhanden sei.

Es wird vielleicht von einigem Interesse sein, einige Beispiele auszuführen, um eine Vorstellung zu bekommen von der relativen Größe der verschiedenen Konstanten, welche in den schließlichen Gleichungen auftreten.

Wir wollen die folgenden Werte für Widerstände, Selbstinduktion und Kapazität des primären und sekundären Kreises annehmen:

$R_1 = 1$ Ohm $= 10^9$ cm, $L_1 = 6200$ cm, $C_1 = 5300 \cdot 10^{-21}$
$R_2 = 50$ Ohm $= 50 \cdot 10^9$ cm, $L_2 = 73000$ cm, $C_2 = 450 \cdot 10^{-21}$

und ferner zwei verschiedene Fälle verschiedener Koppelungsgrade $\mu = 0,1$ und $\mu = 0,4$ betrachten. Wir werden dann die folgenden Werte für unsere verschiedenen Konstanten haben:

μ	$L_1 C_2 = L_2 C_2$	λ_1	λ_2	α_1	α_2	Q_1	Q_2
0,1	$33 \cdot 10^{-15}$	$5,5 \cdot 10^6$	$5,1 \cdot 10^6$	$38 \cdot 10^4$	$9 \cdot 10^4$	− 91	161
0,4	$33 \cdot 10^{-15}$	$7,1 \cdot 10^6$	$4,65 \cdot 10^6$	$20 \cdot 10^4$	$5,4 \cdot 10^4$	−3461	1440

μ	Q_3	Q_4	S_1	S_2	H_1	H_2
0,1	− 375	662	− 68·10⁶	120·10⁶	192	−433
0,4	−11815	5369	−12280·10⁶	5775·10⁶	1530	−662

μ	H_3	H_4	H_5	H_6	$\frac{H_5}{H_1}$	$\frac{H_6}{H_2}$	$\sqrt{\frac{C_1}{C_2}}$
0,1	218	−444	− 733	1503	3,8	3,5	3,42
0,4	1527	−664	−5090	2215	3,33	3,34	

Aus den vorstehenden Werten sieht man, daß die Unterschiede zwischen H_1 und H_3, H_2 und H_4, klein sind, so daß unsere Annahme in Gleichung (53), daß $H_1 = H_3$, gerechtfertigt ist. Auch sehen wir, daß in dem Falle loser Kuppelung ($\mu = 0{,}1$), sich die Frequenzen nicht viel voneinander unterscheiden, und der Effekt wird annähernd der gleiche sein, als wenn wir eine Schwingung von einer Frequenz hätten. Im Falle fester Koppelung ($\mu = 0{,}4$) jedoch differieren die Frequenzkonstanten wesentlich voneinander, so daß wir in diesem Falle den Effekt betrachten müssen als zustandegebracht von zwei distinkten Schwingungen von verschiedenen Frequenzen und Amplituden.

Direkt gekoppelte Schwingungskreise.

Die in der Diskussion des Problems der elektromagnetisch gekoppelten Schwingungskreise benutzte Methode ist im allgemeinen anwendbar für die Diskussion des Problems direkt gekoppelter Kreise. Die Behandlung dieses Problems ist so eng analog derjenigen des vorhergehenden Falles, daß sie fast wie eine Wiederholung erscheinen kann, aber die sich ergebenden Resultate werden, hoffe ich, die aufzuwendende neue Mühe lohnen. Wie einleitend bemerkt, liegt bisher keine adäquate Behandlung dieses Problems vor; in der Tat ist selbst keine approximative Bestimmung der Dämpfungsfaktoren versucht worden, so daß ich hoffen darf, daß die erlangten Resultate von erheblichem Interesse sein werden.

In der Diskussion dieses Problems werden wir ähnliche Symbole gebrauchen wie im vorhergehenden Falle, aber sie können die gleichen oder verschiedene Bedeutungen haben, weshalb man sich gegenwärtig halten muß, daß dieser Teil des Aufsatzes für sich allein zu betrachten ist, und alle angewandten Symbole werden an zuständiger Stelle genau definiert werden.

Wir wollen bezeichnen mit I_1 den Strom in der primären Spule, mis I_2 den Strom in der Antenne, mit I_3 den Strom im Kondensator des primären Kreises, mit V_1 die Potentialdifferenz an den Kondensatoren und mit V_2 das Potential der Antenne. Wenn L_1, R_1, C_1 und L_2, R_2, C_2 Selbstinduktion, Widerstand und Kapazität des primären Kreises bzw. der Antenne sind, so werden wir die folgenden Beziehungen haben:

$$\left.\begin{array}{c} L_1 \frac{d I_1}{d t} + R_1 I_1 = V_1 \\ L_2 \frac{d I_2}{d t} + R_2 I_2 + V_2 = V_1 \\ I_3 = C_1 \frac{d V_1}{d t}, \qquad I_2 = C_2 \frac{d V_2}{d t}, \qquad I_1 + I_2 + I_3 = 0 \end{array}\right\} \quad (55)$$

Aus der letzten in Gleichung (55) gegebenen Beziehung haben wir:

$$I_1 = -(I_2 + I_3) = -C_2 \frac{d V_2}{d t} - C_1 \frac{d V_1}{d t}$$

und hieraus können wir leicht die zwei folgenden Gleichungen erhalten:

$$\left.\begin{array}{l} L_1 C_2 \frac{d^2 V_2}{d t^2} + L_1 C_1 \frac{d^2 V_1}{d t^2} + R_1 C_2 \frac{d V_2}{d t} + R_1 C_1 \frac{d V_1}{d t} + V_1 = 0 \\ L_2 C_2 \frac{d^2 V_2}{d t^2} + R_2 C_2 \frac{d V_2}{d t} + V_2 - V_1 = 0 \end{array}\right\} \quad (56)$$

oder wir können die vorstehenden zwei Gleichungen in der Form schreiben:

$$\left.\begin{array}{l} a_1 \frac{d^2 V_1}{d t^2} + b_1 \frac{d V_1}{d t} + d_1 \frac{d^2 V_2}{d t^2} + h_1 \frac{d V_2}{d t} + V_1 = 0 \\ a_2 \frac{d^2 V_2}{d t^2} + b_2 \frac{d V_2}{d t} + V_2 - V_1 = 0 \end{array}\right\} \quad (57)$$

wo:

$$\left.\begin{array}{llll} a_1 = L_1 C_1, & b_1 = R_1 C_1, & d_1 = L_1 C_2, & h_1 = R_1 C_2 \\ a_2 = L_2 C_2, & b_2 = R_2 C_2 & & \end{array}\right\} \quad (58)$$

Wie im vorhergehenden Falle wollen wir annehmen:

$$\left.\begin{array}{l} V_1 = m_1 w_1 + m_2 w_2 \\ V_2 = m_3 w_1 + m_4 w_2 \end{array}\right\} \quad (59)$$

wo m_1, m_2, m_3 und m_4 willkürliche Konstanten sind, und w_1, w_2 Funktionen von t.

Durch Einführung dieser Werte in (57) bekommen wir:

$$\left.\begin{aligned}
&(a_1 m_1 + d_1 m_3)\frac{d^2 w_1}{d t^2} + (a_1 m_2 + d_1 m_4)\frac{d^2 w_2}{d t^2} + (b_1 m_1 + h_1 m_3)\frac{d w_1}{d t} + \\
&\qquad + (b_1 m_2 + h_1 m_4)\frac{d w_2}{d t} + m_1 w_1 + m_2 w_2 = 0 \\
&a_2 m_3 \frac{d^2 w_1}{d t^2} + a_2 m_4 \frac{d^2 w_2}{d t^2} + b_2 m_3 \frac{d w_1}{d t} + b_2 m_4 \frac{d w_2}{d t} + \\
&\qquad + (m_3 - m_1) w_1 + (m_4 - m_2) w_2 = 0
\end{aligned}\right\} \quad (60)$$

Indem wir zuerst w_1 und dann w_2 eliminieren, erhalten wir die folgenden zwei Gleichungen:

$$\left.\begin{aligned}
&\{(m_3 - m_1)(a_1 m_1 + d_1 m_3) - a_2 m_1 m_3\}\frac{d^2 w_1}{d t^2} + \\
&\quad + \{(m_3 - m_1)(a_1 m_2 + d_1 m_4) - a_2 m_1 m_4\}\frac{d^2 w_2}{d t^2} + \\
&\quad + \{(m_3 - m_1)(b_1 m_1 + h_1 m_3) - b_2 m_1 m_3\}\frac{d w_1}{d t} + \\
&\quad + \{(m_3 - m_1)(b_1 m_2 + h_1 m_4) - b_2 m_1 m_4\}\frac{d w_2}{d t} + \\
&\qquad + \{m_2 (m_3 - m_1) - m_1 (m_4 - m_2)\} w_2 = 0 \\
&\{(m_4 - m_2)(a_1 m_1 + d_1 m_3) - a_2 m_2 m_3\}\frac{d^2 w_1}{d t^2} + \\
&\quad + \{(m_4 - m_2)(a_1 m_2 + d_1 m_4) - a_2 m_2 m_4\}\frac{d^2 w_2}{d t^2} + \\
&\quad + \{(m_4 - m_2)(b_1 m_1 + h_1 m_3) - b_2 m_2 m_3\}\frac{d w_1}{d t} + \\
&\quad + \{(m_4 - m_2)(b_1 m_2 + h_1 m_4) - a_2 m_2 m_4\}\frac{d w_2}{d t} + \\
&\qquad + \{m_1 (m_4 - m_2) - m_2 (m_3 - m_1)\} w_1 = 0
\end{aligned}\right\} \quad (61)$$

Wir wählen jetzt die Konstanten m_1, m_2, m_3 und m_4, so daß in der ersten Gleichung von (61) der Koeffizient von $\frac{d^2 w_1}{d t^2}$ Null wird und ebenso in der zweiten Gleichung der Koeffizient von $\frac{d^2 w_2}{d t^2}$. Wir werden also setzen:

$$a_1 m_1 m_3 + d_1 m_3^2 - a_1 m_1^2 - d_1 m_1 m_3 - a_2 m_1 m_3 = 0$$
$$a_1 m_2 m_4 + d_1 m_4^2 - a_1 m_2^2 - d_1 m_2 m_4 - a_2 m_2 m_4 = 0,$$

woraus wir erhalten:

$$\frac{m_1}{m_3} = \frac{m_2}{m_4} = \frac{a_1 - a_2 - d_1 \pm \sqrt{(a_1 - a_2 - d_1)^2 + 4 a_1 d_1}}{2 a_1}.$$

Durch Benutzung verschiedener Vorzeichen vor der Wurzel für die zwei verschiedenen Verhältnisse haben wir:

$$\left.\begin{aligned} \frac{m_1}{m_3} = k_1 &= \frac{a_1 - a_2 - d_1 + \sqrt{(a_1 - a_2 - d_1)^2 + 4 a_1 d_1}}{2 a_1} \\ \frac{m_2}{m_4} = k_2 &= \frac{a_1 - a_2 - d_1 - \sqrt{(a_1 - a_2 - d_1)^2 + 4 a_1 d_1}}{2 a_1} \end{aligned}\right\} \quad (62)$$

Zur Vereinfachung werden wir in diesem Problem nur den Fall betrachten, wo die beiden Kreise in Resonanz sind. Dies ist in der Tat der wichtigste Fall, wie er gewöhnlich in der Praxis vorkommt. Unter diesen Bedingungen haben wir:

$$L_1 C_1 = (L_1 + L_2) C_2$$

oder in unserer Bezeichnung

$$a_1 = a_2 + d_1$$

und daher werden sich Gleichungen (62) reduzieren auf:

$$\left. k_1 = \sqrt{\frac{d_1}{a_1}}, \quad k_2 = -\sqrt{\frac{d_1}{a_1}} \right\} \quad (64)$$

Indem wir jetzt die verschiedenen Koeffizienten in Gleichungen (61) entwickeln und durch $m_3 m_4$ dividieren, erhalten wir:

$$\left.\begin{aligned} &\{a_1 k_2 + d_1 - a_1 k_1 k_2 - d_1 k_1 - a_2 k_1\} \frac{d^2 w_2}{d t^2} + \\ &\qquad + \{b_1 k_2 - b_1 k_1 k_2 + h_1 - h_1 k_1 - b_2 k_1\} \frac{d w_2}{d t} \\ &+ \{k_2 - k_1\} w_2 + \frac{m_1}{m_4} \left\{ b_1 - b_1 k_1 + \frac{h_1}{k_1} - h_1 - b_2 \right\} \frac{d w_1}{d t} = 0 \\ &\{a_1 k_1 + d_1 - a_1 k_1 k_2 - d_1 k_2 - a_2 k_2\} \frac{d^2 w_1}{d t^2} + \\ &\qquad + \{b_1 k_1 - b_1 k_1 k_2 + h_1 - h_1 k_2 - b_2 k_2\} \frac{d w_1}{d t} \\ &+ \{k_1 - k_2\} w_1 + \frac{m_2}{m_3} \left\{ b_1 - b_1 k_2 + \frac{h_1}{k_2} - h_1 - b_2 \right\} \frac{d w_2}{d t} = 0 \end{aligned}\right\} \quad (65)$$

Wir setzen der Kürze halber

$$\frac{m_1}{m_4} = k_3 \quad \text{und} \quad \frac{m_2}{m_3} = \frac{m_4}{m_1} \frac{m_1}{m_4} \frac{m_2}{m_3} = \frac{k_1 k_2}{k_3}$$

und machen dann die folgenden Abkürzungen:

$$\left.\begin{array}{ll} P_1 = (a_1 + a_2)k_2 + 2d_1 - d_1 k_1 & T_1 = (a_1 + a_2)k_1 + 2d_1 - d_1 k_2 \\ P_2 = (b_1 + b_2 + h_1)k_2 - b_1 k_1 k_2 + h_1 & T_2 = (b_1 + b_2 + h_1)k_1 - b_1 k_1 k_2 + h_1 \\ P_3 = 2k_2 & T_3 = 2k_1 \\ P_4 = b_1 - h_1 - b_2 - b_1 k_1 + \frac{h_1}{k_1} & T_4 = k_1 k_2 \left\{ b_1 - h_1 - b_2 - b_1 k_2 + \frac{h_1}{k_2} \right\} \end{array}\right\} \quad (66)$$

Wir können dann Gleichungen (65) in der folgenden Form schreiben:

$$\left.\begin{array}{l} P_1 \frac{d^2 w_2}{dt^2} + P_2 \frac{dw_2}{dt} + P_3 w_2 + k_3 P_4 \frac{dw_1}{dt} = 0 \\ T_1 \frac{d^2 w_1}{dt^2} + T_2 \frac{dw_1}{dt} + T_3 w_1 + \frac{T_4}{k_3} \frac{dw_2}{dt} = 0 \end{array}\right\} \quad (67)$$

Durch Vergleich von Gleichungen (67) mit Gleichungen (10) sehen wir, daß sie von identischer Form sind, ausgenommen, daß die Konstanten in den zwei Fällen verschiedene Werte haben. Es ist also evident, daß die Lösungen auch von derselben Form sein müssen.

Wir brauchen die Arbeit nicht zu wiederholen, sondern wir können sofort die Werte von w_1 und w_2 niederschreiben, die durch Gleichungen (25) gegeben sind:

$$\left.\begin{array}{l} w_1 = \overline{K}_1 e^{-\alpha_1 t} e^{i\lambda_1 t} + \overline{K}_2 e^{-\alpha_1 t} e^{i\lambda_2 t} + \overline{K}_3 e^{-\alpha_2 t} e^{i\lambda_1 t} + \overline{K}_4 e^{-\alpha_2 t} e^{i\lambda_2 t} \\ w_2 = \overline{K}_5 e^{-\alpha_1 t} e^{i\lambda_1 t} + \overline{K}_6 e^{-\alpha_1 t} e^{i\lambda_2 t} + \overline{K}_7 e^{-\alpha_2 t} e^{i\lambda_1 t} + \overline{K}_8 e^{-\alpha_2 t} e^{i\lambda_2 t} \end{array}\right\} \quad (68)$$

Natürlich haben die Konstanten, welche in Gleichung (68) auftreten, gänzlich verschiedene Werte von den entsprechenden Konstanten in Gleichungen (25), und der wichtigste Punkt ist die Auswertung dieser Konstanten in Ausdrücke der elektrischen Konstanten der Kreise.

Die Ausdrücke für α und λ sind natürlich von der gleichen Form als gemäß Gleichungen (15) und (23), d. h.:

$$\alpha = \frac{P_1 T_2 + T_1 P_2 \pm \sqrt{(P_1 T_2 - P_2 T_1)^2 + 4 P_1 T_1 P_4 T_4}}{4 P_1 T_1} \quad (69)$$

$$\lambda^2 = \frac{N_1 T_1 + N_2 P_1 \pm \sqrt{(N_1 T_1 - N_2 P_1)^2 + 4 P_1 T_1 P_4 T_4 \alpha^2}}{2 T_1 P_1} \quad (70)$$

$$N_1 = P_1 \alpha^2 - P_2 \alpha + P_3$$

$$N_2 = T_1 \alpha^2 - T_2 \alpha + T_3$$

Die Werte der verschiedenen Konstanten sind durch Gleichungen (66) gegeben und durch Einführung ihrer Werte werden wir haben:

$$P_1 T_2 + T_1 P_2 = -2\frac{d_1}{a_1}\{(a_1 + a_2)(b_1 + b_2 + h_1) + \\ + d_1(b_2 - b_1 + h_1) - 2h_1 a_1\}$$

$$P_1 T_2 - T_1 P_2 = 4d_1(b_1 + b_2 + h_1)k_1 + 2b_1(a_1 + a_2)\frac{d_1}{a_1}k_2 - \\ - 2\frac{d_1^2}{a_1}b_1 k_1 + 2h_1(a_1 + a_2) - 2h_1 d_1 k_1$$

$$P_4 T_4 = -\frac{d_1}{a_1}\{(b_1 - b_2)^2 - b_1^2 k_1^2\}$$

$$P_1 T_1 = 4d_1(d_1 - a_1)$$

jetzt ist:

$$h_1 = R_1 C_2, \qquad b_1^2 k_1^2 = R_1^2 C_1 C_2, \qquad \frac{b_1}{a_1} d_1 = R_1 C_2 = h_1,$$

und R_1 und C_2 sind beide im allgemeinen in der Praxis sehr klein, so daß wir alle die Glieder, die h_1 als Faktor enthalten, vernachlässigen können, auch das Glied $b_1^2 k_1^2$ und das Glied enthaltend $\frac{b_1}{a_1} d_1$. Unter diesen Bedingungen erhalten wir:

$$\left.\begin{aligned} P_1 T_2 + T_1 P_2 &= -2\frac{d_1}{a_1}\{(a_1 + a_2)(b_2 + b_1) - d_1(b_1 - b_2)\} \\ P_1 T_2 - T_1 P_2 &= 2d_1\left\{2b_2 + b_1 - b_1\frac{a_2}{a_1}\right\}k_1 \\ P_4 T_4 &= -\frac{d_1}{a_1}(b_1 - b_2)^2, \qquad P_1 T_1 = 4d_1(d_1 - a_1) \end{aligned}\right\} \tag{71}$$

Durch Einführung dieser Werte in (69) erhalten wir:

$$\alpha = \\ = \frac{-2\frac{d_1}{a_1}\{(a_1 + a_2)(b_2 + b_1) - d_1(b_1 - b_2)\} \pm \\ \pm \sqrt{4\frac{d_1^3}{a_1}\left(2b_2 + b_1 - b_1\frac{a_2}{a_1}\right)^2 - 16\frac{d_1^2}{a_1}(d_1 - a_1)(b_1 - b_2)^2}}{16d_1(d_1 - a_1)} \tag{72}$$

Wenn wir die Ausdrücke unter der Wurzel entwickeln und die Glieder enthaltend b_1^2 vernachlässigen, da solche sehr klein sind gegenüber den Gliedern mit b_2^2, so bekommen wir:

$$\alpha = \\ = \frac{(a_1 + a_2)(b_1 + b_2) - d_1 (b_1 - b_2) \pm \\ \pm \sqrt{4 a_1^2 b_2^2 - 4 b_1 b_2 (a_2 d_1 + a_1 d_1 - 2 a_1^2)}}{8(a_1^2 - a_1 d_1)} \tag{73}$$

Durch Substitution der Werte von a, b und d, gegeben durch Gleichungen (58), und durch Vereinfachung erhalten wir:

$$\alpha = \\ = \frac{2 L_1 R_2 + 2 L_2 R_1 \pm \\ \pm \sqrt{4 L_1^2 R_2^2 - 4 R_1 R_2 \left(\frac{L_1^2 L_2}{L_1 + L_2} - L_1^2 - 2 L_1 L_2\right)}}{8 L_1 L_2} \tag{74}$$

Wenn wir R_1 ganz vernachlässigen, was tatsächlich nur einen kleinen Fehler hineinbringt, da in der Praxis R_1 gewöhnlich nur ungefähr ein Prozent von R_2 ist, so wird sich Gleichung (74) reduzieren auf:

$$\alpha_2 = \frac{R_2}{2 L_2} \qquad \text{und} \qquad \alpha_1 = 0,$$

man sieht also, daß in dem direkt gekoppelten Kreis praktisch nur ein Dämpfungsfaktor ist, welcher approximativ die Dämpfung der Antenne ist. Es bleibt noch übrig, die Frequenzkonstanten auszuwerten in Ausdrücken der elektrischen Konstanten der Kreise. Rekurrierend auf Gleichung (70) haben wir:

$$N_1 T_1 + N_2 P_1 = 2 P_1 T_1 \alpha^2 - (P_1 T_2 + P_2 T_1)\alpha + (T_1 P_3 + P_1 T_3)$$
$$N_1 T_1 - N_2 P_1 = (P_1 T_2 - T_1 P_2)\alpha + (T_1 P_3 - P_1 T_3).$$

Durch Einführung der Werte von P und T aus Gleichungen (66) und durch Vernachlässigung der Glieder mit R_1 als eines Faktors, der sehr klein ist im Vergleich mit den anderen Gliedern, werden wir haben:

$$N_1 T_1 + N_2 P_1 = 4 d_1 (d_1 - a_1)\alpha^2 + 4 d_1 b_2 \alpha - 8 d_1$$
$$N_1 T_1 - N_2 P_1 = 4 d_1 b_2 k_1 \alpha + 8 d_1 k_2$$
$$P_1 T_1 P_4 T_4 = -4 \frac{d_1^2}{a_1} b_2^2 (d_1 - a_1).$$

Durch Einführung der vorstehenden Werte in Gleichung (70) erhalten wir:

$$\lambda^2 = \\ = \frac{4 d_1 (d_1 - a_1) \alpha^2 + 4 d_1 b_2 \alpha - 8 d_1 \pm \\ \pm \sqrt{(4 d_1 b_2 k_1 \alpha + 8 d_1 k_2)^2 - 16 \frac{d_1^{\,2}}{a_1} (d_1 - a_1) b_2^{\,2} \alpha^2}}{8 d_1 (d_1 - a_1)} \tag{76}$$

Durch Einführung der Werte von a, b und d gemäß Gleichungen (58) und durch Vereinfachung bekommen wir:

$$\lambda^2 = \\ = \frac{L_1 C_1 \frac{L_2}{L_1 + L_2} \alpha^2 - R_2 C_2 \alpha + 2 \pm \\ \pm \sqrt{\frac{L_1}{L_1 + L_2} (R_2 C_2 \alpha - 2)^2 + \frac{L_2}{L_1 + L_2} R_2^{\,2} C_2^{\,2} \alpha^2}}{2 L_1 C_1 \frac{L_1}{L_1 + L_2}} \tag{77}$$

Wenn wir den Widerstand der Antenne vernachlässigen, reduziert sich die vorstehende Gleichung auf:

$$\lambda^2 = \\ = \frac{1 \pm \sqrt{\frac{L_1}{L_1 + L_2}}}{L_1 C_1 \frac{L_2}{L_1 + L_2}} = \frac{1}{L_1 C_1} \left\{ \left(1 + \frac{L_1}{L_2}\right) \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{L_2}{L_1 + L_2}}\right) \right\} \tag{78}$$

Der durch Gleichung (78) gegebene Wert stimmt überein mit den Resultaten von Seibt[1]), der das gleiche Problem behandelte unter der Annahme, daß der Widerstand zu vernachlässigen sei, was natürlich eine verhältnismäßig einfache Sache ist.

Wir haben aus Gleichung (75) gesehen, daß in einem direkt gekoppelten Kreis praktisch nur ein Dämpfungsfaktor existiert, daher werden in diesem Falle die Gleichungen, entsprechend (17) für die elektromagnetisch gekoppelten Kreise, sein:

$$\left. \begin{aligned} w_1 &= A e^{-a t} w_1' \\ w_2 &= B e^{-a t} w_2' \end{aligned} \right\} \tag{79}$$

und deshalb reduziert sich Gleichung (68) auf:

$$\left.\begin{aligned} w_1 &= e^{-at}\{K_1 e^{i\lambda_1 t} + K_2 e^{i\lambda_2 t}\} \\ w_2 &= e^{-at}\{\bar{K}_5 e^{i\lambda_1 t} + \bar{K}_6 e^{i\lambda_2 t}\} \end{aligned}\right\} \quad (80)$$

Die Potentialwerte im primären Kreis und in der Antenne werden sein:

$$\left.\begin{aligned} V_1 &= e^{-at}\{(m_1 \bar{K}_1 + m_2 \bar{K}_5) e^{i\lambda_1 t} + (m_1 \bar{K}_2 + m_2 \bar{K}_6) e^{i\lambda_2 t}\} \\ V_2 &= e^{-at}\{(m_3 \bar{K}_1 + m_4 \bar{K}_5) e^{i\lambda_1 t} + (m_3 \bar{K}_2 + m_4 \bar{K}_6) e^{i\lambda_2 t}\} \end{aligned}\right\} \quad (81)$$

Der Ausdruck für die Strömungen kann leicht aus (81) mit Hilfe der Gleichung (55) erhalten werden. Die Integrationskonstanten können ausgewertet werden, indem man die gleiche Methode verfolgt, die für den Fall elektromagnetisch gekoppelter Kreise angewendet wurde.

Schluß.

Um die erlangten Resultate kurz zusammenzufassen, können wir sagen, daß für den Fall elektromagnetisch gekoppelter Kreise die Gleichungen (47—50) die vollständigsten Ausdrücke für das Potential und die Strömung im primären und sekundären Kreise darstellen. Man sieht, daß Potential und Strom im primären und sekundären Kreis auf zwei distinkten Schwingungen bestehen, und daß jede Schwingung zwei verschiedene Dämpfungsfaktoren hat. Die Ausdrücke für die Dämpfungsfaktoren und Frequenzkonstanten sind gegeben durch Gleichungen (30), (31) und (32). Wenn wir zur Abkürzung setzen:

$$\frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}} = p_1, \qquad \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2}} = p_2,$$

dann finden wir unter Bezug auf Gleichung (32):

$$\lambda_1^2 - \lambda_2^2 = \frac{\mu p_1 p_2}{1 - \mu^2} \quad (82)$$

und aus Gleichung (30) erhalten wir:

$$\alpha_1 - \alpha_2 = \frac{\sqrt{(\gamma_2 - \gamma_1)^2 + 4\gamma_1 \gamma_2 \mu^2}}{2(1 - \mu^2)} \quad (83)$$

Wenn μ von solcher Größe ist, daß wir μ^2 gegen die Einheit vernachlässigen können, dann haben wir:

$$\begin{aligned} \lambda_1^2 - \lambda_2^2 &= \mu p_1 p_2 \\ \alpha_1 - \alpha_2 &= \frac{1}{2}\sqrt{(\gamma_1 - \gamma_2)^2 + 4\gamma_1 \gamma_2 \mu^2} \end{aligned} \qquad (84)$$

was zeigt, daß der Unterschied zwischen den zwei Frequenzkonstanten sich schneller mit dem Koppelungsgrad ändert, als derjenige der Dämpfungsfaktoren.

Die Integrationskonstanten sind vollständig bestimmt worden, und obwohl die Ausdrücke für die Konstanten etwas kompliziert sind, und es ein wenig schwierig ist zu sehen, in welcher Weise sie von den Frequenzkonstanten und Dämpfungsfaktoren abhängen, ist doch ihre numerische Auswertung in praktischen Problemen verhältnismäßig einfach.

In dem Falle der direkt gekoppelten Kreise haben wir gezeigt, daß die erlangten Resultate in einem allgemeinen Sinne analog denjenigen für die elektromagnetisch gekoppelten Kreise sind, ausgenommen, daß einer der Dämpfungsfaktoren sehr klein ist und vernachlässigt werden kann. In diesem Falle haben wir so in jedem Kreis zwei Schwingungen von verschiedenen Frequenzen, und beide haben den gleichen Dämpfungsfaktor, welcher annähernd die Eigendämpfung der Antenne selbst ist.

Ich möchte Herrn Professor J. S. Ames meinen Dank aussprechen für seine Güte, das Manuskript zu lesen und für seine wertvollen Anregungen.

Bureau of Standards Washington D. C.

(Aus dem Englischen übersetzt. E.)

(Eingesandt 22. Januar 1909.)

Die Messmethoden, Grösse und Bedeutung der Dämpfung in der drahtlosen Telegraphie.

Von **Walter Hahnemann.**

(Schluß.)

III. Messung der Dämpfung einzelner Größen der Schwingungskreise.

Die Dämpfung der elektrischen Schwingungskreise setzt sich zusammen aus den verschiedenen Einzeldämpfungen der diese Schwingungskreise bildenden Größen; es erweist sich nun oft in der Technik als außerordentlich erwünscht oder notwendig, die Größe dieser Einzeldämpfungen festzustellen.

Meist läuft eine solche Dämpfungsbestimmung darauf hinaus, einen gewissen, „ideellen" Widerstand zu finden, der mit der als verlustlos angenommenen, zu untersuchenden Größe (Selbstinduktionsspule, Kondensator, Erdung o. dgl.) hintereinandergeschaltet dieselbe Dämpfung im betreffenden Schwingungskreise ergeben würde, wie sie durch die zu untersuchende, in Wirklichkeit mit Verlusten behaftete Größe hervorgerufen wird.

Dieser ideelle Widerstand ist meist für eine solche zu untersuchende Größe nicht konstant, sondern vor allem von der Wellenlänge und der in der zu untersuchenden Größe auftretenden Schwingungsenergie abhängig. Es genügt daher meist nicht, die Dämpfung und den sich hieraus ergebenden ideellen Widerstand einer solchen Größe für einen gewissen Fall zu bestimmen, sondern diese Bestimmung muß bei verschiedenen Wellenlängen, Belastungen o. dgl. vorgenommen werden. Hieraus ergeben sich dann gewisse Beziehungen zwischen dem ideellen Widerstand dieser zu untersuchenden Größe und den verschiedenen Schwingungskonstanten des die Größe enthaltenden Schwingungskreises, z. B. der Wellenlänge, der schwingenden Energie, der Art des Schwingungsverlaufes usw.

Methoden: Auch bei der Messung der Dämpfung der einzelnen Schwingungsgrößen können mit Vorteil die Bjerknesschen Resultate Anwendung finden. Meist verwendet man hierbei eine Art Substitutionsmethode[1]), indem man die zu untersuchende Größe durch eine andere,

1) L. Adelmann und W. Hahnemann, Elektrot. Ztschr. 1907, S. 988 ff.

möglichst verlustlose, aber sonst gleichwertige Größe ersetzt und durch Vergleich der Energieaufnahme im Resonanzkreis *ctp*, den der Ersatzgröße vorzuschaltenden Widerstand direkt ermittelt; dieser Widerstand ist dann gleich dem gesuchten ideellen Widerstand.

Es hat auch die Brückenmethode Anwendung gefunden. Jedoch ergibt diese aus später zu erörternden Gründen bei den in der Technik üblichen Wellenlängen erhebliche Schwierigkeiten bei der Ausführung.

Oft muß man sich damit begnügen, die Gesamtdämpfung des Schwingungskreises festzustellen und die übrigen, nicht der zu untersuchenden Größe zuzuschreibenden Dämpfungsanteile zu schätzen oder auf irgend eine Art durch Messung oder Berechnung festzustellen. Die Differenz aus der gemessenen Gesamtdämpfung und diesen Dämpfungsanteilen ist dann die gesuchte Einzeldämpfung. Auf diese Weise untersucht man z. B. mit Vorteil die Dämpfung von Funkenstrecken[1]).

Da es nun naturgemäß bei den Bemühungen, die Gesamtdämpfung von Schwingungskreisen möglichst zu verringern, darauf ankommt, die Dämpfungsanteile der einzelnen Größen der Schwingungskreise zu kennen, ist es oft sehr wichtig, gerade die Einzeldämpfungen möglichst genau und bequem feststellen zu können. Trotzdem liegen auf diesem Gebiete noch sehr wenig Resultate vor, und es wäre sehr erwünscht, wenn die wenigen vorhandenen Meßmethoden und -resultate noch weiter ausgebaut und neue, ergänzende hinzugefügt würden.

Im nachstehenden werden die verschiedenen Methoden zur Bestimmung der hauptsächlichsten Einzeldämpfungen, und zwar der von Kondensatoren, Selbstinduktionsspulen und Luftleitergebilden (Erdung und Strahlung) erörtert, mit besonderer Berücksichtigung der in der Technik bisher zur Anwendung gelangten Methoden.

a) Der Dämpfungsanteil eines Kondensators.

1. Die für die Wellenlängen der Technik geeignetste Methode ist die von L. Adelmann und dem Verfasser l. c. beschriebene Substitutionsmethode, die auf den Ergebnissen der Bjerknesschen Theorie beruht. Hierbei ist das Meßverfahren das folgende:

---

1) Siehe z. B. H. Rausch von Traubenberg und W. Hahnemann, Phys. Ztschr. 8. 498 ff.

Während der Drucklegung der vorliegenden Arbeit erschien in Phys. Ztschr. **10**, 22 ff. eine Arbeit von E. Jakob „Über die Funkenverluste in einem geschlossenen Schwingungskreis", deren Resultate sich vielfach mit der Arbeit von Traubenberg und dem Verfasser decken. Da Herr Jakob dies nirgends erwähnt, sei ausdrücklich darauf hingewiesen.

Von einem möglichst[1]) gering — eventuell ungedämpften — Oszillator wird ein Resonanzkreis, der den zu untersuchenden Kondensator enthält, erregt. Sodann wird der Resonanzkreis auf den Oszillator abgestimmt, wobei die in ihm schwingende Energie von einem geeigneten Instrument angezeigt wird. Durch eine Wippe kann der zu untersuchende Kondensator gegen einen Drehplatten-Luftkondensator mit vorgeschaltetem Widerstand schnell ausgetauscht werden. Wenn nun dieser vorgeschaltete Widerstand so abgeglichen wird, daß in beiden Stellungen der Wippe der Ausschlag des Instrumentes konstant bleibt, so ist der Dämpfungsanteil des Luftkondensators mit vorgeschaltetem Widerstand gleich dem des zu untersuchenden Kondensators. Die Größe des so gefundenen, vorgeschalteten Widerstandes gibt also — vorausgesetzt, daß die Verluste im Luftkondensator vernachlässigbar sind — die Größe des ideellen Widerstandes des zu untersuchenden Kondensators ohne weiteres an. Da sich diese Größe mit der Wellenlänge, der Belastung (d. h. der im Resonanzkreis schwingenden Energie) und der Art des Schwingungsverlaufes ändert, müssen die ideellen Widerstände unter den verschiedenen Verhältnissen bestimmt werden, um aus den verschiedenen, so gefundenen Werten die betreffenden Beziehungen zwischen ideellem Widerstand, Wellenlänge, Belastung des Kondensators und Art des Schwingungsverlaufes aufstellen zu können[2]).

Ergeben sich gewisse Gesetzmäßigkeiten, die einer Gruppe von Kondensatoren gemeinsam sind — wie aus der zitierten Arbeit von L. Adelmann und dem Verfasser hervorzugehen scheint —, so kann es auch genügen, für einen Kondensator einer solchen Gruppe nur durch wenige Messungen die Konstanten der der Gruppe eigentümlichen Gleichungen zu bestimmen. Die Anzahl der nötigen Messungen wird hierdurch wesentlich eingeschränkt.

2. Auf einem ähnlichen Prinzip beruht auch die Brückenmethode, wie sie z. B. von Herrn Monasch[3]) angewendet wurde. Hierbei wird in der an sich bekannten Brückenschaltung in dem einen Zweig der zu untersuchende Kondensator, in dem anderen Zweig ein möglichst verlustloser (Drehplatten-Luft-)Kondensator gleicher Größe mit einem parallel- oder vorgeschalteten Widerstande eingeschaltet und nun durch Abgleichen dieses parallel- oder vorgeschalteten Widerstandes der Strom

1) Je geringer gedämpft die Schwingung des erregenden Oszillators ist, desto empfindlicher und daher genauer ist die Methode.

2) Siehe L. Adelmann und W. Hahnemann, l. c. S. 1010.

3) B. Monasch, Ann. Phys. 22, 905, 1907.

in der Brücke auf Null oder wenigstens ein möglichstes Minimum gebracht.

Bei so hohen Schwingungszahlen, wie sie in der Technik der drahtlosen Telegraphie (über 10^5 pro sec) allgemein üblich sind, treten aber bei dieser Messung erhebliche Schwierigkeiten auf. Dieselben bestehen hauptsächlich darin, daß die Abgleichung des Brückenstromes auf Null bei so hohen Frequenzen nur sehr schwer möglich ist, da infolge der nur in gewissen Grenzen zu haltenden Selbstinduktion der einzelnen Zuleitungen und der nicht zu vermeidenden Kapazität der verwendeten Selbstinduktionsspulen die Phasenverschiebung zwischen den Strömen der Brückenzweige meist nicht genügend klein gemacht werden kann. Wenn es auch für möglich erscheint, diese Fehlerquellen durch entsprechende Vorkehrungen in hohem Maße einzuschränken, so ergibt sich jedoch durch diese hierfür nötigen Maßregeln die Methode als wesentlich umständlicher und daher nicht zweckmäßiger als die unter 1. beschriebene.

b) Der Dämpfungsanteil einer Selbstinduktionsspule.

1. Auch für die Bestimmung der Verluste in Selbstinduktionsspulen wären natürlich die für die Kondensatoruntersuchung unter a) 1. und a) 2. beschriebenen Methoden mit entsprechender Modifikation denkbar. Jedoch ist es meist nicht möglich, Vergleichsspulen mit vernachlässigbar kleinen Verlusten und trotzdem bequem stetiger Veränderlichkeit ihrer Selbstinduktion zu erhalten. Während bei den Kondensatoruntersuchungen im Drehplattenkondensator von Koepsel ein solches fast verlustloses und in weiten Grenzen stetig veränderliches Vergleichsinstrument besteht, existiert eine solche Vorrichtung für Selbstinduktionsuntersuchungen noch nicht. Wenn auch die Verluste der in der Technik vielfach angewandten Selbstinduktionsvariometer gegen früher schon wesentlich herabgesetzt worden sind, so ist trotzdem die Dämpfung solcher Variometer noch heute keineswegs bei allen vorkommenden Stellungen der gegeneinander beweglichen Spulen vernachlässigbar klein gegenüber der Dämpfung der meisten, zu bestimmenden Selbstinduktionsspulen[1]). Immerhin würden in manchen Fällen — besonders wenn es sich um die Untersuchung ziemlich stark

1) Neuerdings scheint es durch besonders sorgfältig konstruierte Variometer mit sehr fein unterteilter Bewickelung möglich zu werden, solche variable Selbstinduktionen allgemein anzuwenden, indem man deren verhältnismäßig geringe Dämpfung für verschiedene Wellenlängen usw. ein für allemal bestimmt und bei der Messung berücksichtigt.

gedämpfter Spulen handelt — die Methoden a) 1. und a) 2. Anwendung finden können.

2. In Ermangelung einer geeigneten Vergleichsselbstinduktion wendet man mit Vorteil das Verfahren an, daß man die zu untersuchende Spule mit einem Luftkondensator und einem geeigneten Anzeigeinstrument zu einem Resonanzkreis vereinigt und nun auf die unter II. a) b) oder c) beschriebene Art die Gesamtdämpfung des Resonanzkreises bestimmt. Kann man nun die Dämpfung des Luftkondensators und des Anzeigeinstrumentes genügend genau durch Messung oder Rechnung feststellen oder als vernachlässigbar klein annehmen, so hat man durch die gefundene Gesamtdämpfung des Resonanzkreises ohne weiteres die Dämpfung der Selbstinduktion gegeben.

c) Der Dämpfungsanteil in einem Luftleitergebilde durch Erdung.

Die Art der geeigneten Methode der Dämpfungsbestimmung der Erdung hängt wesentlich von der Beschaffenheit der Erdung selbst ab. Man kann der Hauptsache nach zwei Grenzfälle unterscheiden: eine rein Ohmsche Erdung durch ins Grundwasser (oder Meer- oder Seewasser) versenkte Metallplatten und eine rein kapazitive Erdung durch ein großes über der leitenden Erdschicht (Wasseroberfläche o. dgl.) ausgebreitetes isoliertes Drahtgebilde; durch Verwendung beider Erdungen zusammen, oder z. B. durch Eingraben des Drahtgebildes kann man beide Fälle nach Belieben irgendwie vereinigen.

1. Um die Dämpfung durch eine rein Ohmsche Erdung wenigstens annähernd zu ermitteln, genügt es im allgemeinen das bekannte Verfahren anzuwenden, mehrere solche Erdungen auszuführen und durch wenigstens drei Messungen der gegenseitigen Widerstände solcher Erdungen den resultierenden Widerstand der gesamten Erdung festzustellen. Diese Methode gibt infolge der Veränderung des Stromlinienverlaufes bei den einzelnen Meßfällen natürlich keine exakten Werte; immerhin gibt eine solche Messung doch meist genügend Aufschluß über die Größenordnung des Erdwiderstandes und damit der Erdungsdämpfung. Es empfiehlt sich daher von vornherein die Ohmsche Erdung in mindestens drei getrennten Teilen auszuführen und diese Teile erst auf der Erdoberfläche an leicht zugänglicher Stelle zu vereinigen.

2. Hat man — wie meist in der Technik der drahtlosen Telegraphie geschieht — mehr eine kapazitive Erdung durch ein vom

Boden isoliertes oder im Boden eingegrabenes Drahtgebilde hergestellt, so wendet man mit Vorteil eine Methode an, die ganz ähnlich der unter III. a) 1. beschriebenen ist[1]).

Man teilt das Drahtgebilde in mehrere Teile oder benutzt eine vorhandene gute Ohmsche Erdung im Grundwasser und schaltet diese Teile oder das Drahtgebilde mit der Ohmschen Erdung hintereinander in einen Schwingungskreis ein, der ein Anzeigeinstrument enthält und als Resonanzkreis Verwendung findet. Man wählt den in diesem Resonanzkreis eingeschalteten Luftkondensator vorteilhaft klein gegen die zu erwartende Kapazität der Erdung (was meist von selbst der Fall ist). Die Zuleitungen der Erdung zum Resonanzkreis liegen nun wieder an dem einen Polpaar einer Wippe, an deren anderem Polpaar eine Kombination von Selbstinduktion und Widerstand angeschlossen ist. Zunächst stimmt man den Resonanzkreis mit eingeschalteter Erdung, z. B. mit Hilfe des in ihm benutzten Drehplatten-Luftkondensators auf einen geeigneten Oszillator, der die gewünschte Wellenlänge besitzt, ab, legt sodann die Wippe um und wählt nun die Selbstinduktion an der Wippe so, daß der Resonanzkreis wiederum auf den Oszillator abgestimmt ist. Hiermit hat man — vorausgesetzt, daß die resultierende Kapazität des Resonanzkreises klein gegen die der Erdung — den Wechselstromspannungsabfall der Erdung kompensiert und kann nun durch Veränderung des Widerstandes an der Wippe den Ausschlag des Instrumentes in beiden Stellungen der Wippe gleichmachen. Der hierfür gefundene Widerstand kann dann mit meist genügender Genauigkeit der Berechnung des Erdungswiderstandes und hiermit der Erddämpfung zugrunde gelegt worden. Auch hier ist das Resultat infolge der nicht übereinstimmenden Stromlinienverteilung bei der Messung und der Anwendung der Erdung natürlich kein exaktes.

d) Die Strahlungsdämpfung im Luftleiter.

Eine Trennung der Strahlungsdämpfung der Luftleiter von der übrigen Dämpfung derselben ist bis heute durch eine einfache Meßmethode noch nicht gelungen. Da es aber für den weiteren Fortschritt der drahtlosen Telegraphie außerordentlich wichtig erscheint, die Strahlungsdämpfung wenigstens der am meisten verwandten Luftleiterformen zu kennen, soll hier ein Weg beschrieben werden, wie es möglich wäre, diesem Mangel abzuhelfen.

---

1) Die Dämpfung einer solchen mehr kapaziven Erdung ist natürlich wesentlich von der Wellenlänge der benutzten Schwingung abhängig.

Man errichtet an geeignetem Orte, an dem man klare Erdungsverhältnisse (feuchte Gegenden mit hohem Grundwasserstand ohne nahe Wälder u. dgl.) herstellen kann, ein zu untersuchendes Luftleitergebilde, wobei man zur Vermeidung sonstiger Verluste alle mitschwingenden Metallteile vermeidet, indem man Holztürme oder Masten, Hanfseile usw. anstatt eiserne Masten, Metallstagen usw. verwendet. Um nennenswerte Ohmsche Verluste in der Erdung oder dem Draht des Luftleiters zu vermeiden, stellt man sich die Erdung überaus reichlich her und macht auch den zu erwartenden Ohmschen Widerstand des Antennendrahtes, z. B. durch Verwendung fein unterteilten, voneinander isolierten Litzendrahtes, vernachlässigbar klein. Auf bekannte Weise ermittelt man nun die Gesamtdämpfung des Luftleitergebildes. Da alle übrigen Dämpfungsanteile vernachlässigbar klein gemacht wurden, entspricht diese Gesamtdämpfung aber mit großer Annäherung der gesuchten Strahlungsdämpfung. Diese Dämpfung mißt man nun in Abhängigkeit von der ausgestrahlten Wellenlänge und — wenn man will — von anderen variabeln Größen, wie z. B. der Feuchtigkeit der Luft, der Temperatur, dem Druck usw. Damit ist ein für allemal die Größe der Strahlungsdämpfung der betreffenden Luftleiterform gegeben. Da die Strahlungsdämpfung nur von der Gestalt und nicht von der Größe des Gebildes, natürlich unter der Berücksichtigung der verschiedenen Grundwellen, abhängt, kann man diese Untersuchungen für jede gewünschte Luftleiterform bei verhältnismäßig kleinen Dimensionen ausführen und so die Kosten und die Zeitdauer der ganzen Serie von Messungen wesentlich verringern.

Hat man nun in der Technik ein durch solche Messungen untersuchtes Luftleitergebilde in Anwendung gebracht, so mißt man dessen Gesamtdämpfung und kann aus diesem und dem für die betreffende Luftleiterform in der oben beschriebenen Weise gefundenen Meßresultat auf das Verhältnis von der übrigen Dämpfung zur Strahlungsdämpfung des betreffenden Luftleiters mit genügender Sicherheit schließen.

Da die beschriebenen Untersuchungen mit einiger Erfahrung — Zeit und Gelegenheit vorausgesetzt — keine großen Schwierigkeiten bieten würden, und die Zahl der prinzipiell voneinander verschiedenen Luftleiterformen nicht so groß ist, so wäre es sehr erwünscht, wenn sie baldigst angestellt würden.

Bei den Luftleitergebilden in der Technik der drahtlosen Telegraphie tritt aber nicht nur eine Vergrößerung der Gesamtdämpfung der Luftleiter durch nicht zu vermeidende Verluste auf, sondern die Strahlungsdämpfung kann durch Vorhandensein größerer Metallmassen

im Raum des Luftleiters auch wesentlich verändert, und zwar meist verkleinert werden. Auch dieser Umstand kann bei den oben beschriebenen Untersuchungen systematischer Art berücksichtigt werden. Man stellt zu diesem Zwecke in gewisser größerer Entfernung (möglichst in ein 10- bis 100faches Vielfach der Wellenlänge) einen kleinen senkrechten Draht mit geeigneter Erdung (kleinem Gegengewicht o. dgl.) auf und mißt in diesem die vom zu untersuchenden Luftleiter aufgenommene Energie. Die Größe dieser Energie im Verhältnis zur im Luftleiter schwingenden gibt unter Berücksichtigung der Größenverhältnisse beider Gebilde und der Wellenlänge usw. ein gewisses Maß für die Strahlung der untersuchten Luftleiterform. Hat man nun Grund, bei einem gewissen in der Technik angewandten Luftleiter eine solche Veränderung der Strahlungsdämpfung zu erwarten, so mißt man in ähnlicher Weise die Energie in einer, in gewisser Entfernung aufgestellten Hilfsantenne gleicher Art. Unter entsprechender Berücksichtigung etwa vorhandener anderer Dimensionierung des Abstandes, der Höhe der Hilfsantenne o. dgl. kann man aus der gemessenen Energieaufnahme dieser Hilfsantenne im Verhältnis zu der bei den Untersuchungen prinzipieller Art festgestellten Energieaufnahme auf die Veränderung der Strahlungsdämpfung schließen und dies bei der Einsetzung der Strahlungsdämpfung in die gemessene Gesamtdämpfung berücksichtigen.

B. Die Größenordnung der Dämpfung.

Um bei dem Entwurf und der Benutzung der Stationen für drahtlose Telegraphie und Telephonie in genügendem Maße die Größe der Dämpfung der einzelnen Schwingungssysteme berücksichtigen zu können, ist es fast nie notwendig, die Größe dieser Dämpfungen auf Prozente genau zu kennen. Es genügt meist vollkommen, sich über die Größenordnung zu informieren. Diesem Umstand ist es zu verdanken, daß — trotz der vielfach ungenügenden und in der Praxis oft recht ungenaue Resultate liefernden Meßmethoden — die angestellten Messungen befriedigenden Aufschluß über die jeweilig vorliegenden Verhältnisse zu geben geeignet sind. Hierzu kommt noch der Umstand, daß die verschiedenen Dämpfungen in Abhängigkeit von den mannigfachen Einflüssen, denen die Schwingungskreise unterworfen sind, sich sehr verändern können.

Meist würden sich daher die Mehraufwendungen an Mühe, Kosten und Zeit, welche genaueren Messungen zuliebe getragen werden müßten, gar nicht lohnen.

Im nachstehenden werden nun einige Zahlen der Größen der verschiedenen in der Technik hauptsächlich vorkommenden Dämpfungen in Schwingungskreisen gegeben. Dieselben können natürlich in keiner Weise erschöpfend sein, sondern sollen im wesentlichen nur allen denen, die noch wenig Erfahrung auf diesem Gebiete gesammelt haben, den nötigen Begriff von der ungefähren Größenordnung dieser Dämpfungen geben.

I. Der geschlossene Senderkreis mit Funkenstrecke.

Die Dämpfung eines geschlossenen Schwingungskreises mit Funkenstrecke setzt sich im unbelasteten Falle im wesentlichen zusammen aus der Dämpfung durch die Funkenstrecke, durch die Kondensatoren, durch die Spulen und durch die Zuleitungen. Die in den letzten Jahren in der Technik der drahtlosen Telegraphie verwendeten Funkenstreckenkreise haben eine sehr verschiedene Gesamtdämpfung. Es gibt heute noch Kreise, die so ungeeignet konstruiert sind, daß ihre Gesamtdämpfung im unbelasteten Zustand 0,3 bis 0,4 beträgt. Erst in neuerer Zeit wurde durch Hintereinanderschaltung mehrerer Leidener Flaschen (Entlastung der Flaschen)[1]) und Verwendung geeigneter Spulen und Zuleitungen, sowie richtiger Dimensionierung der Funkenstrecken die Gesamtdämpfung bis auf ca. 0,06 herabgedrückt. Eine weitere wesentliche Verringerung dieser Gesamtdämpfung ist in Rücksicht auf die anderen Anforderungen der Praxis an Gewicht, Raumbedarf, Handlichkeit, Veränderlichkeit der Wellenlänge usw. kaum zu erwarten.

Nachstehend sind die verschiedenen Dämpfungsanteile an dieser Gesamtdämpfung erörtert.

a) Der Dämpfungsanteil der Funkenstrecke.

Für die in der Praxis gebräuchlichste Funkenstrecke, die Luftfunkenstrecke mit Zinkelektroden, beträgt die Dämpfung ca. 0,05 bis 0,10. Hierbei ist die Funkenstrecke möglichst wenig zu unterteilen und der Krümmungsradius der Elektroden möglichst groß zu wählen. Für sehr kleine Funkenstrecken (1 bis 2 mm und darunter) ist die Dämpfung wesentlich größer. Diese Erscheinung hat bei der neuer-

1) Diese Hintereinanderschaltung von Flaschengruppen zum Zwecke der Verminderung der Dämpfung der Funkenstreckenkreise wurde im Winter 1905/06 von Traubenberg und dem Verfasser bei ihren Untersuchungen über die Funkendämpfung (z. B. Phys. Ztschr. 8, 498 ff.) angewendet und für die Senderkreise vorgeschlagen.

dings in Anwendung kommenden Wienschen Stoßfunkenstrecke besondere Bedeutung gewonnen.

Wird die Funkenstrecke in andere Gase oder Metalldämpfe eingebettet, so kann sich ihre Dämpfung wesentlich verändern; in Wasserstoff z. B. wird sie größer (ca. anderthalb bis doppelt so groß), in Quecksilberdampf erheblich kleiner (ca. zweidrittel bis einhalb so groß).

Die Größe der Funkendämpfung ist sehr abhängig von der übrigen Dämpfung im Schwingungskreis[1]), wie auch von der Größe der pro Schwingung an einen anderen Kreis (Sendeluftleiter) abgegebenen Energie. Je größer der Abfall der Amplitude durch Energieentziehung an anderer Stelle im Schwingungskreis, desto größer wird auch die Funkendämpfung; sie kann durch diese Einflüsse ein Vielfach der genannten Größen erreichen. Eine große, übrige Dämpfung im geschlossenen Senderkreise ist daher doppelt schädlich, da sie außerdem ein Anwachsen der Funkendämpfung hervorruft.

Umgekehrt kann natürlich dieser Umstand bei der sogenannten Stoßerregung nützlich wirken.

b) Der Dämpfungsanteil durch Kondensatoren.

Bei den in der Praxis am gebräuchlichsten Glasflaschen ist die Dämpfung sehr abhängig von ihrer Belastung; außerdem spielt das Material des Glases (am besten ist Flintglas) und der Zustand der Belegungen (ohne Blasen und Verletzungen) eine große Rolle. Für gute Flaschen ist die Dämpfung in Luft bei geringer Belastung (ca. 10000 Volt pro mm Dielektrikum) ca. 0,01 bis 0,02 und wächst mit größer werdender Belastung annähernd proportional zum Quadrat der Spannung bis auf ca. 0,1 bis 0,2 an. In Öl gesetzte Flaschen ergeben im allgemeinen nicht eine so große Abhängigkeit ihrer Dämpfung von der Belastung, jedoch werden sie andererseits schon durch wesentlich geringere Spannungen zerstört, da die übermäßige Energie sich nicht durch Ionisation der Luft ausgleichen kann[2]).

Plattenkondensatoren mit Öl als Dielektrikum haben im allgemeinen wesentlich geringere Dämpfung (wahrscheinlich noch wesentlich unter 0,005). Da jedoch die zulässige Spannung und die Dielektrizitätskonstante bedeutend geringer ist als bei Glas, werden solche Ölplatten-

---

1) Siehe G. Rempp, Diss. Straßburg 1904 und J. Zenneck, Elektromagnetische Schwingungen usw. S. 381.

2) Siehe L. Adelmann und W. Hahnemann, Elektrot. Ztschr. 1907, S. 1011.

kondensatoren für die gleiche Leistung wesentlich größer und schwerer und bringen somit erhebliche Nachteile mit sich, vor allem bei der Verwendung für leicht bewegliche Stationen.

Glasplattenkondensatoren müssen in Öl gebettet werden, da sonst die Randstrahlung und die sich hieraus ergebende Dämpfung wesentlich größer sein würde als bei den gebräuchlichen Glasflaschen in Luft. Ihre Dämpfung läßt sich in Öl bis auf ca. 0,02 herabdrücken, jedoch ist hierbei die zulässige Belastung sehr gering, so daß sie bisher wenig Anwendung gefunden haben.

Paraffinpapier- und ähnliche Kondensatoren sind für die gewöhnlichen geschlossenen Senderschwingungskreise nicht zu verwenden, da ihre Dämpfung selbst bei ganz geringer Belastung erheblich höher als die der anderen beschriebenen Arten ist. Jedoch finden sie neuerdings auf Grund ihrer geringen Zerbrechlichkeit und anderer guten Eigenschaften vielfach Anwendung in den Stoßerregerkreisen, iu denen ihre Dämpfung nichts schadet.

c) Der Dämpfungsanteil durch Spulen.

Die Dämpfung der Selbstinduktionsspulen ist außerordentlich verschieden. Wenn irgend möglich, soll man auch für die Sender vielfach unterteilte, voneinander genügend isolierte Litzendrähte und möglichst wenige Lagen verwenden. Bei sehr kleinen Wellenlängen (unter 1000 m) soll man auch freie Enden, in der Nähe oder gar im Innern der Spule befindliche Metallmassen u. dgl. vermeiden.

Bei geeigneter Konstruktion läßt sich die Dämpfung der Spulen sehr weit herabdrücken (bis auf ca. 0,005 bis 0,01); bei ungeeigneter Konstruktion kann jedoch die Dämpfung sehr groß werden; sie kann ein Zehnfaches und mehr der sich aus dem Gleichstromwiderstand ergebenden Dämpfung betragen.

Die Verwendung von Röhren für die Spulen ist zwecklos, dieselben haben nur Sinn für geradlinige Strombahnen; meist verwendet man am besten Metallbänder.

d) Der Dämpfungsanteil durch die Zuleitungen.

Auch für die Zuleitungen benutzt man mit Vorteil Bänder. Bei auch nur mäßiger Vorsicht gelingt es im allgemeinen die Dämpfung der Zuleitungen zu den einzelnen Schwingungsgrößen gegenüber der übrigen Dämpfung vernachlässigbar klein zu machen; jedoch muß man dafür sorgen, daß nicht schlechte Kontakte schädlich wirken.

Die Dämpfung wesentlich vergrößern kann auch ein ungeeigneter Anschluß des Induktors an den Schwingungskreis. Am besten schließt man die beiden Induktorleitungen direkt an die beiden Pole der Funkenstrecke an. Verwendet man einen gekoppelten Sender, bei dem der Luftleiter mit dem geschlossenen Schwingungskreis gemeinsame Windungen hat, so ist noch besonders darauf zu achten, daß die Funkenstrecke mit den Induktorleitungen zwischen Erde und Kondensator des

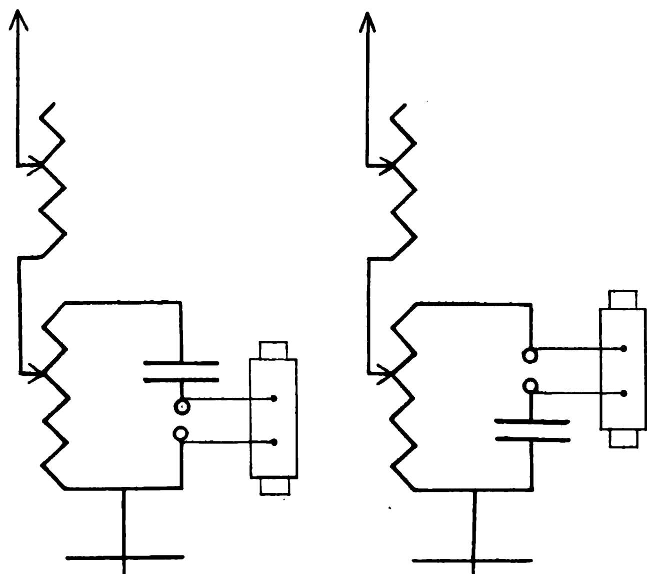


Fig. 3.

geschlossenen Kreises liegt, damit nicht der Hochspannungspol (Hochfrequenzpol) der Flaschen durch den Induktor eine unerwünschte Erdung bekommt (s. Fig. 3: die linke Schaltung ist die richtige).

II. Der geschlossene Empfangskreis.

In Rücksicht auf die geringen, in den Empfangskreisen zur Schwingung kommenden Energien können die Apparate der Empfangskreise hinsichtlich ihrer Dämpfung wesentlich günstiger gestaltet werden. Die Empfangsapparate bestehen im wesentlichen aus dem Kondensator, der Spule, den Schaltern und dem eigentlichen Empfänger.

Als Kondensator hat sich fast allgemein der Drehplatten-Luftkondensator eingeführt. Vermeidet man bei einem solchen Kondensator

unnötige Metallmassen an den Zuleitungsklemmen und alle schädlichen Unreinigkeiten zwischen seinen Platten durch staubdichten Abschluß, so kann seine Dämpfung ganz minimal gehalten werden (weniger als ca. 0,002 bis 0,003).

Die Selbstinduktionsspulen sind bedeutend schwieriger für so kleine Dämpfungen herzustellen. Kann man nicht sehr stark unterteilte, gut voneinander isolierte Litzendrähte verwenden, so vermeide man unbedingt mehrere Lagen. Auch benutze man nur mit äußerster Vorsicht Spulenkörper aus Pappe oder Hartgummi (keinen sog. Eisengummi), am besten sind Glaszylinder. Schädlich sind auch alle größeren Metallteile in der Nähe oder im Inneren der Wickelung (z. B. große Anschlußklemmen). Durch Beachtung aller dieser Umstände ist es bisher gelungen, Spulen herzustellen, deren Dämpfung bei geeigneter Wahl der zugehörigen Kapazität im Schwingungskreise nicht größer als ca. 0,005 beträgt.

Läßt man jedoch auch nur einige der genannten Punkte außer acht, so kann die Dämpfung leicht auf das 5- bis 10fache steigen.

Neuerdings beginnt man auch sog. Scheiben- oder Spiralspulen zu verwenden, bei denen man die Wickelungen aus unterteilten Litzenbändern herstellt. Ob diese Spulen jedoch eine ebenso geringe Dämpfung besitzen, ist dem Verfasser nicht bekannt.

Bei den oft sehr vielen Schaltern, die in einem Empfangskreis angewendet werden müssen, ist besonders darauf zu achten, daß alle Teile, die verschiedenen Polen des Schwingungskreises angehören, voneinander sehr gut isoliert sind. Auch muß ihre gegenseitige Kapazität und die aller Zuleitungen möglichst klein gehalten werden.

Die Dämpfung durch die eigentlichen Empfangsapparate (Detektoren usw.) ist abhängig von der Art und dem Grade ihrer elektrischen Verbindung mit dem Schwingungskreise. Die richtige Wahl des Grades dieser elektrischen Verbindung wird in Kapitel C. behandelt.

Die Gesamtdämpfung der geschlossenen Schwingungskreise (ohne die der eigentlichen Empfänger) kann also nach dem jetzigen Stand der Technik bis auf ca. 0,005 herabgesetzt werden. Im allgemeinen beträgt sie jedoch nicht unter ca. 0,01.

III. Der Luftleiter.

Die Dämpfung der Luftleiter hängt natürlich außerordentlich von der Gestalt des Luftdrahtgebildes, der Art der Erdung und der eingeschalteten Apparate ab. Sie setzt sich im wesentlichen zusammen aus der Strahlungsdämpfung, der Dämpfung durch Joulesche und

Ionisationsverluste im Luftdraht, durch die Erdung, durch induzierte und mitschwingende Gegenstände (Masten, Türme, Stagen) im Luftraum des Luftleiters und aus der Dämpfung der eingeschalteten Apparate.

Die Strahlungsdämpfung muß möglichst groß gegenüber all den anderen Verlustdämpfungen sein; über ihre Größe ist leider, wie schon oben erwähnt, für die verschiedenen Luftleiterformen der Praxis noch wenig bekannt geworden. Für den Fall des einfachen Marconidrahtes ist sie von Abraham für die Grundschwingung und die Oberschwingungen berechnet worden. Hiernach bewegt sie sich je nach der Stärke des Luftdrahtes bei der Eigenschwingung zwischen 0,20 und 0,30[1]. Berücksichtigt man im einfachen Marconidraht noch die Dämpfung durch die Funkenstrecke, so wäre demnach eine Gesamtdämpfung von ca. 0,30 bis 0,40 zu erwarten; dies stimmt mit den Beobachtungen überein.

Bei sehr geschlossenen Gebilden (z. B. den Schirmantennen) beträgt die Strahlungsdämpfung bei Eigenschwingung von ca. 0,05 bis 0,10 und ist sehr von der Steilheit der herabführenden Außendrähte abhängig. Je größer die Wellenlänge gegenüber der Eigenschwingung wird, desto kleiner wird die Dämpfung durch Strahlung. Nach der bisherigen Erfahrung des Verfassers scheint sie im allgemeinen etwas schneller zu fallen als die Wellenlänge anwächst[2].

Zu den Verlustdämpfungen gehört vor allem die durch die Erdung. Wenn es auch oft möglich ist, durch Messung wenigstens einen angenäherten Wert des Erdwiderstandes einer gewissen Station festzustellen, so genügt meist die Kontrolle dieser einfachen Widerstandsgröße nicht. Die aus dem Luftleitergebilde in die Erde einführenden elektrischen Kraftlinien kommen zum großen Teil weit vom Stationshaus und der Erdungsstelle entfernt zur Erde nieder, und es haben somit die Ströme dieser Kraftlinien in der Erde noch einen verhältnismäßig langen Weg zurückzulegen, bis sie durch die eigentliche Erdleitung zurück zum Strombauch ins Stationshaus gelangen. Ganz abgesehen davon, daß oft infolge sehr tiefliegenden Grundwassers diese Ströme lange Wege in schlechtleitenden Erdschichten zu durchmessen haben, ist vielfach nicht Sicherheit dafür vorhanden, daß das Grundwasser selbst genügend zusammenhängend leitend und infolge hiervon fähig ist, alle aus entfernten Teilen der Erde zum Stationshaus zurückströmenden Elektrizitätsmengen genügend verlustlos hindurchzulassen.

---

1) M. Abraham, Wied. Ann. **66**, 435 ff., 1898.

2) Über diesen Gegenstand wird in kurzer Zeit eine besondere Arbeit des Verfassers erscheinen, in welcher auch die Arbeit von Rüdenberg, Ann. d. Phys. **25**, 446, 1908 besonders berücksichtigt werden soll.

Es erscheint daher meist als ratsam, für sog. Großstationen und für die geschlosseneren Luftleitergebilde sogar als unbedingt notwendig, daß man außer einer möglichst guten direkten Erdung noch das Prinzip der kapazitiven Erdung mit Hilfe von über oder in der Erde ausgebreiteten Drahtgebilden anwendet. Man benutzt hierbei am besten sternförmig ausgebildete Drahtanordnungen, die man mit geringer Tiefe in das Erdreich einbettet. Die Ausdehnung dieser Drahtgebilde ist — wenn irgend möglich — über eine erheblich größere Fläche auszuführen, als die ist, welche die Projektion des Luftleitergebildes auf der Erde bedeckt. Dieses Drahtgebilde wirkt wie eine in den Luftleiter eingeschaltete große Kapazität, die mit der viel kleineren Hochfrequenzkapazität des Luftleiters hintereinander geschaltet ist. Bekanntlich kann man nun in einem solchen Falle zweier in ein und denselben Schwingungskreis hintereinander geschalteter Kapazitäten sehr verschiedener Größe parallel zu der größeren Kapazität irgend einen Widerstand schalten, ohne daß die Dämpfung dieser Kreise dadurch wesentlich beeinflußt wird. Der Spannungsabfall an diesem größeren Kondensator ist eben so gering, daß nennenswerte Verluste in dem parallelen Widerstand nicht auftreten können. Ähnlich kann auch hier der zur Kapazität des auf der Erde ausgebreiteten Drahtgebildes parallel liegende Erdwiderstand keinen Schaden mehr anrichten.

Diese Erdungseinrichtung wirkt besonders bei den sog. Schirmantennen und ähnlichen Gebilden vorteilhaft. Dies kann man sich folgendermaßen vergegenwärtigen:

An einer Schirmantenne unterscheiden sich als besonders charakteristisch zwei Gruppen von elektrischen Kraftlinien. Die erste Gruppe wird von den Kraftlinien dargestellt, die aus der aufsteigenden Zuleitung und aus den unteren Seiten der Schirmdrähte austreten und auf verhältnismäßig kurzem Wege direkt nach unten durch die Luft in die Erde und zum Stationshaus zurückkehren. Die zweite Gruppe bilden die elektrischen Kraftlinien, die aus der oberen Seite der Schirmdrähte austreten und in mehr oder weniger hohem Bogen durch die Luft weit entfernt vom Stationshaus in die Erde einmünden, von wo sie dann zum Stationshaus zurückfließen. Die erste Gruppe sei mit A, die zweite mit B bezeichnet. Die Kraftlinien A sind diejenigen, die den größten Teil zur leerschwingenden Energie des Luftleiters, also zu der Verringerung dessen Strahlungsdämpfung beitragen; die Kraftlinien B verursachen zum größten Teil die Abwanderung der Energie, also die Strahlungsdämpfung, und repräsentieren einen verhältnismäßig geringen Teil der leerschwingenden Energie. Wenn nun bei den Kraftlinien

der Gruppe B durch die Rückwanderung in der Erde gewisse Verluste zu den Strahlungsverlusten hinzutreten, so wirkt dies naturgemäß nicht so ungünstig auf das Verhältnis schädlicher zur Strahlungsdämpfung ein, als wenn bei den Kraftlinien der Gruppe A, den Trägern der viel größeren, leerschwingenden Energie, auf dem Rückweg in der Erde Verluste nennenswerter Größe auftreten, denn im ersten Falle addieren sich schädliche zu nützlichen Verlusten, im zweiten Falle schädliche Verluste zu leerschwingender Energie. Man muß also besonders die Kraftlinien der Gruppe A auf gutleitendem Wege in der Erde zurückführen; dies erreicht man am besten durch das unter dem ganzen Luftleiter ausgebreitete Drahtgebilde.

Die Dämpfung durch Gegenstände innerhalb des Luftleiters ist oft nicht ganz zu vermeiden. Besonders in Betracht kommen hierbei die Träger des Luftleiters, Masten oder Türme, und deren Stagen, die vielfach aus konstruktiven und wirtschaftlichen Gründen aus Metall hergestellt werden müssen. Wenn möglich, soll man diese Gegenstände an unschädliche Orte verlegen, z. B. in die Mitte des Luftleiters (wie z. B. in Nauen). Die Stagen sind gut von der Erde und dem Maste zu isolieren und eventuell in sich zu unterteilen. Verwendet man mehrere eiserne Türme oder Masten (wie z. B. in Norddeich), so kann folgendes nützlich sein.

Eine Isolation der Türme oder Masten, die groß genug wäre, schädliche Verluste zu vermeiden, ist hierbei meist kaum möglich; anstatt nun diese Türme oder Masten — durch die ein beträchtlicher Teil der elektrischen Kraftinien zur Erde strömt — mäßig mit großen Kosten zu isolieren und die sich hieraus ergebenden, leicht sehr wesentlich werdenden Verluste hinzunehmen, ist es richtiger, diese Masten gut zu erden, d. h. also gewissermaßen als Erdhöcker auszubilden. Umkleidet man nun diese Masten oder Türme außerdem mit geeigneten Drahtnetzen, die man direkt mit der Erdung verbindet, so erscheinen wesentliche Verluste in ihnen ausgeschlossen. Sie wirken dann lediglich verkleinernd auf die Strahlungsdämpfung, welcher Umstand aber meist durch eine etwas offenere Gestaltung des Luftleiters wenigstens teilweise wieder aufgehoben werden kann[1].

Für die Größe der Dämpfung des Luftleiters durch die eingeschalteten Apparate gilt dasselbe wie unter B. I. und II. Gesagte.

1) Dieses Verfahren wurde z. B. auf der Station Norddeich auf Anraten des Verfassers mit Vorteil angewendet.

C. Die Bedeutung der Dämpfung.

Die ausschlaggebende Bedeutung, die die Größe der Dämpfung der verschiedenen Schwingungskreise für die gute Wirkung einer Station der drahtlosen Telegraphie hat, wird heute nicht mehr geleugnet. Es treten jedoch in der Technik dem Konstrukteur und Erbauer von Stationen so viele Schwierigkeiten bei der Einhaltung der gewünschten Dämpfungsverhältnisse entgegen, daß es wesentlich erscheint, die einzelnen Einflüsse der Dämpfung an Hand der verschiedenen Schwingungsarten näher zu erörtern, um hierdurch ein Urteil zu gewinnen, welches Kompromiß in den verschiedenen, vorkommenden Fällen das richtige Mittel zwischen erwünschter Größe der Dämpfung und möglicher Konstruktionsausführung darstellt.

Die beiden Hauptgrundsätze, die besonders wichtig sind und deren Nichteinhaltung je nach dem Falle mehr oder weniger schädlich wirken muß, sind folgende:

1. Alle Dämpfungen, die die Selektivität (Abstimmschärfe, Störungsfreiheit usw.) einer Station verringern, sind nach Möglichkeit zu vermeiden.

2. Alle Verluste, die den Wirkungsgrad und damit die Reichweite einer Anlage herabsetzen, sind — besonders aber am Empfänger — auf das äußerste zu beschränken.

Obwohl die Aufgaben, die die Technik der elektrischen Wellenübertragung zu lösen hat, sehr mannigfaltiger Art sind, ziehen sich diese beiden Forderungen der großen Selektivität und des guten Wirkungsgrades — vor allem am Empfänger — wie ein roter Faden durch alle ihre Anwendungsgebiete.

Der Umstand, daß alle Stationen der elektrischen Wellenübertragung dasselbe Medium zu ihrer Verbindung benutzen müssen und daß dieses Medium selbst elektrische Wellenvorgänge ganz ähnlicher Art in den Empfangsstationen hervorzurufen imstande ist, zwingt dazu, die Empfänger so einzurichten, daß sie nur auf einem möglichst beschränkten Bereich und beschränkte Art von elektrischen Wellen ansprechen. Dies hat zu immer größeren Abstimmschärfen der ausgestrahlten Senderwellen, zur Kombination mehrerer Wellen und neuerdings noch zur akustischen Abstimmung geführt.

Man muß sich hierbei vergegenwärtigen, daß nicht etwa eine gewöhnliche Resonanzkurve ohne weiteres das Maß für die Störungsfreiheit einer Station in einem gewissen Falle angibt. Das aus dieser Resonanzkurve herauszulesende Resultat gilt nur für Sender, die eine

gleiche Intensität an der Empfangsstelle hervorrufen. Meist liegen aber die Verhältnisse so, daß der Sender einer Empfangsstation in der Empfangsstelle eine viel geringere Intensität hervorruft als ein störender Sender o. dgl. Wenn daher die Abstimmschärfe nicht eine ganz besonders große ist, ist selbst bei einer verhältnismäßig großen Wellenlängendifferenz an ein Freikommen von den störenden Einflüssen nicht zu denken. Die akustische Abstimmung, die Wellenkombination u. dgl. können diesen Mißstand wohl verbessern, jedoch nie ganz aufheben. Eine möglichst große elektrische Abstimmfähigkeit zwischen Sender und Empfänger ist daher immer anzustreben. Für Stationen, die zu Kriegszwecken dienen, ist dies natürlich noch im erhöhten Maße der Fall, da sich hier zur gelegentlichen Störung noch die beabsichtigte gesellt.

Für die möglichste Erhöhung des Wirkungsgrades der Sender spricht natürlich vor allem die Frage der Wirtschaftlichkeit der Stationen. Jedoch darf man diesen Umstand nicht allzusehr überschätzen, wenn es sich um die Auswahl unter verschiedenen Schwingungsarten handelt, deren Selektivität eine verschiedene ist. Immerhin beginnt neuerdings doch auch der Wirkungsgrad der Senderanlagen — besonders bei leicht beweglichen Stationen — eine größere Rolle zu spielen.

Anders beim Empfänger! Der Grund hierfür liegt in folgendem:

Bei den allermeisten Stationen ist die Größe des Luftleitergebildes das Gegebene. Dieses kann durch irgend welche Primärenergie vollgefüllt werden. An einem hiervon irgendwie entfernten, gewissen Empfänger ist wiederum die Größe des Luftleitergebildes gegeben, hiermit auch die im Empfänger maximal ausnutzbare Energie. Die Aufgabe lautet nun dahin, von der durch diese Umstände gegebenen maximalen Empfangsenergie den möglichst größten Teil in den eigentlichen Empfänger überzuführen. Hierfür ist aber ein möglichst guter Wirkungsgrad des Empfängers notwendig. Die Reichweite zwischen zwei gewissen Stationen hängt also im wesentlichen vom guten Wirkungsgrad des Empfängers ab.

In der drahtlosen Telegraphie unterscheidet man nun heute hauptsächlich folgende verschiedene Schwingungserzeuger: der einfache Marconisender, der gekoppelte Sender, der Wiensche Stoßsender und der Sender mit kontinuierlichen, sog. ungedämpften Schwingungen (Poulsenscher Lichtbogensender). Hierzu kommen an Empfängern hauptsächlich der einfache Marconiempfänger (Detektor elektrisch direkt

verbunden mit dem Luftdraht), der gekoppelte Empfänger und der Empfänger für ungedämpfte Wellen (Tikkerempfänger).

Es seien für diese Fälle die wesentlichsten Einflüsse der verschiedenen Dämpfungen mit besonderer Berücksichtigung der beiden oben angeführten Hauptgrundsätze behandelt.

I. Der einfache Marconisender und -empfänger.

Hierbei wird sowohl am Sender wie auch am Empfänger nur je ein abstimmfähiger Schwingungskreis — der Luftleiter — verwendet.

Die Selektivität eines solchen Senders ist natürlich nicht allzu groß, trotzdem kann sie durch richtige Dimensionierung des Senders auf ein gewisses, meist genügendes Maß gebracht werden. Man geht hierbei am besten von der Dämpfung der Funkenstrecke aus; dieselbe kann durch richtige Wahl der Konstruktion und der Antennenkapazität (nicht zu klein) im günstigsten Falle auf ca. 0,05 gebracht werden; in Rücksicht auf nicht zu geringen Wirkungsgrad des Senders wird man eine Luftleiterform wählen, deren Strahlungsdämpfung ebenfalls 0,05 oder etwas mehr beträgt. Die Erdung braucht nicht allzu sorgfältig zu sein, da ihre Dämpfung sich zur sowieso vorhandenen Funkenstreckendämpfung addiert; sie wird also zweckmäßig nicht wesentlich mehr als 0,01 bis 0,02 betragen. Die Gesamtdämpfung der ausgestrahlten Schwingung wird also im günstigsten Falle ca. 0,15 betragen. Dies ist aber gar nicht so schlecht, wenn man bedenkt, daß lange Zeit die Dämpfung der geschlossenen Schwingungskreise am gekoppelten Sender 0,2 bis 0,4 und die der zugehörigen Luftleitergebilde 0,1 bis 0,2 betrug, so daß die beiden ausgestrahlten Wellen dieser Sender eine ungefähre Dämpfung von 0,15 bis 0,30 hatten. Hierzu kommt noch beim Marconisender der Vorteil der Eintönigkeit.

Wenn trotzdem der einfache Sender vielfach vom gekoppelten Sender verdrängt wurde, so waren daran meist zwei andere Gründe schuld. Beim Marconisender liegt nämlich am Luftleiter eine hohe niederfrequente Spannung; dieselbe ist schwer zu isolieren und außerdem bringt sie Lebensgefahr mit sich, der gekoppelte Sender vermeidet dies. Außerdem ist es in Rücksicht auf die notwendige Resonanz des Induktors mit der Ladekapazität viel bequemer, wenn man nur die Kapazität eines geschlossenen Schwingungskreises für einen gewissen Induktor und eine gewisse Ladeperiode passend zu dimensionieren braucht, als die Kapazität eines Luftleitergebildes, das von allen möglichen örtlichen Stationsverhältnissen abhängig ist.

Die Selektivität eines einfachen Empfängers ließe sich natürlich viel größer machen als die des Senders, da hier die Funkenstreckendämpfung nicht hindernd im Wege steht und der eigentliche Empfänger (neuerdings hauptsächlich der Zellendetektor) ganz beliebig fest oder lose mit dem Luftleiter elektrisch verbunden werden kann. Solange man aber mit einem Marconisender arbeitet, muß man auch ein entsprechendes, verhältnismäßig starkgedämpftes Empfangsgebilde benutzen. Abgesehen davon, daß man nicht ohne weiteres verschiedenartige Empfangs- und Sendeluftleiter verwenden kann, so muß man auch am Empfänger in Rücksicht auf die geringe Zahl der hintereinander an kommenden Schwingungen ein und desselben Schwingungsverlaufes das Luftleitergebilde stärker strahlend ausbilden.

Für kontinuierliche Wellen gilt das Gesetz, daß für den Fall der besten Ausnutzung der ankommenden Energie im Luftleiter die Dämpfung durch den Detektor und die übrigen nicht ganz zu vermeidenden Verlusten gleich sein muß der Strahlungsdämpfung[1]).

Für gedämpfte Schwingungen gilt dieses Gesetz nicht mehr streng, jedoch kann man es mit um so größerer Berechtigung anwenden, je langgezogener der Schwingungsverlauf der ankommenden Senderschwingungen ist. Da im allgemeinen dieser Verlauf immerhin zehn und mehr Schwingungen mit in Betracht kommenden Amplituden besitzt, so soll hier die Gültigkeit dieses Gesetzes allgemein angenommen werden.

In Rücksicht auf dieses Gesetz muß man also der guten Reichweite und damit dem guten Wirkungsgrad des Empfängers zuliebe den Detektor mit dem Luftleitergebilde so fest elektrisch verbinden, daß

1) Dieses Gesetz, das z. B. bereits Rüdenberg l. c. veröffentlicht hat, läßt sich folgendermaßen auf einfache Weise ableiten:

Gegeben ist das Feld, das vom Sender an der Empfangsstelle hervorgerufen wird; die von diesem Feld im Empfangsluftleiter induzierte Spannung sei E, der Strom sei J, der Strahlungswiderstand sei w_s, der übrige Widerstand im Luftleiter, dessen größter Teil dem Detektor zukommen soll, sei w_d, dann gilt:

$$E = J(w_s + w_d)$$

$$J^2 w_d = \text{Nutzleistung}$$

$$J^2 w_d = E \cdot J - w_s J^2;$$ und für $J^2 w_d$ möglichst groß,

gilt: $$\frac{d(J^2 w_d)}{dJ} = E - 2 w_s J = 0$$

$$J = \frac{E}{2 w_s}, \text{ d. h.}$$

$$w_s = w_d.$$

er mit den schädlichen Verlusten zusammen dieselbe Dämpfung wie die Strahlungsdämpfung hervorbringt [1]. Nehmen wir an, daß der Luftleiter in Rücksicht auf die nötigen Sendereigenschaften im günstigsten Falle eine Strahlungsdämpfung von ca. 0,05 bis 0,10 besitzt, so würde also seine Gesamtdämpfung bei Empfang ca. 0,10 bis 0,20 betragen. Hierbei kommen die übrigen Verluste durch Erdung u. dgl. noch nicht so stark in Frage.

Diesen einfachen Empfänger verwendet man mit Vorteil auch beim Empfang von gekoppelten Sendern oder Wienschen Stoßsendern. Natürlich kann man hier der größeren Selektivität zuliebe Luftleiter mit geringerer Strahlungsdämpfung verwenden, deren gesamte Empfangsdämpfungen dann um den gleichen Prozentsatz geringer wird.

II. Das gekoppelte Sende- und Empfangssystem.

Die gekoppelten Sender haben gegenüber dem einfachen Marconisender neben dem Vorteil der möglichen größeren Abstimmschärfe noch die beiden oben genannten Vorteile der leichteren Isolation und der bequemeren Herstellung der Induktorresonanz.

Ein Fehler dieser gekoppelten Sender ist der, daß sie zwei verschiedene Wellen ausstrahlen und dadurch die mögliche Zahl von nebeneinander arbeitenden Stationen wesentlich reduzieren.

Sollen ihre Vorteile also richtig zur Geltung kommen, so muß man sie so lose koppeln können, daß sie praktisch einwellig werden. Um hierbei aber einen guten Wirkungsgrad zu erhalten, muß man den geschlossenen Kreis möglichst gering gedämpft machen, denn je weniger Energie man pro Schwingung infolge der losen Koppelung von dem erregenden Funkenstreckenkreis in den Luftleiter wandern läßt, desto weniger Energie darf auch einem guten Wirkungsgrad zuliebe von der Eigendämpfung des geschlossenen Kreises pro Schwingung verzehrt werden. Die richtige Ausnutzung der Vorteile eines gekoppelten Sendersystems zwingt also zur außerordentlichen Kleinhaltung der Dämpfung des geschlossenen Schwingungskreises. Konstruktionsmöglichkeit, besonders hinsichtlich des Kondensators und der Funkenstrecke, und guter Wirkungsgrad müssen hierbei richtig gegeneinander abgewogen werden. Die Zahl der pro Schwingungsverlauf aufeinander-

1) In der Praxis der drahtlosen Telegraphie wird das von Fall zu Fall empirisch getan, indem man den Detektor solange in seiner elektrischen Verbindung mit dem Luftleiter verändert, bis man maximale Empfangsintensität im Detektor erhält.

folgenden Schwingungen nennenswerter Amplitude kann hierdurch mehrfach größer als wie beim einfachen Sender gemacht werden.

Ähnlich verhält es sich hierbei auch mit dem gekoppelten Empfänger. Soll dessen Selektivität oder Abstimmschärfe gegenüber der des einfachen Empfängers wesentlich erhöht werden, so muß er möglichst einwellig gemacht werden. Hierzu ist aber eine möglichst lose Koppelung zwischen dem Luftleiter und dem den Detektor enthaltenden geschlossenen Empfangskreis notwendig. Andererseits ist aber einem guten Empfangswirkungsgrade zuliebe nötig, die Dämpfung des Luftleitergebildes durch Strahlung möglichst gleich der übrigen Dämpfung — von denen die durch den Detektor die Hauptrolle spielen soll — zu machen. Eine lose Koppelung des den Detektor enthaltenden geschlossenen Empfangskreises ist aber gleichbedeutend mit einer geringen Dämpfung des Luftleiters durch den Detektor. In Rücksicht auf den guten Wirkungsgrad des gesamten Empfängers muß also sowohl die übrige Verlustdämpfung möglichst reduziert als auch die Strahlungsdämpfung so klein, wie der losen Koppelung des geschlossenen Kreises entspricht, gehalten werden.

Kann man alles dies durch entsprechend sorgfältige Konstruktionen erreichen, so ist auch der gekoppelte Empfänger dem einfachen an Selektivität wesentlich überlegen. Hat man jedoch nicht die Möglichkeit, die übrigen Verlustdämpfungen oder die Strahlungsdämpfung genügend klein zu machen, so wird meist der einfache Empfänger an Selektivität gleichwertig sein.

Der Gesamtwirkungsgrad eines gekoppelten Empfängers kann nie besser sein als der eines richtig dimensionierten einfachen Empfängers, sehr leicht aber schlechter. Die Empfangsintensität kann also durch Verwendung von gekoppelten Empfängern gegenüber einfachen Empfängern nicht vergrößert werden. Es kann daher oft empfehlenswerter sein, nur einen einfachen Empfänger anzuwenden.

III. Der Wiensche Stoßsender.

Beim Wienschen Stoßsender, bei dem der Luftleiter direkt vom Stoßerregerkreis induziert wird, tritt neben dem Vorteil der Einwelligkeit und der großen Abstimmung auch noch der Vorteil auf, daß der geschlossene Schwingungskreis — hier der Stoßerregerkreis — sehr stark gedämpft ist. Hierdurch wird die Konstruktion des geschlossenen Schwingungskreises ganz erheblich vereinfacht. Diese Anordnung zeitigt jedoch den Nachteil, daß die Dämpfung der ausgestrahlten elek-

trischen Wellen — ganz ähnlich wie bei dem einfachen Sender — direkt vom Luftleitergebilde abhängig ist. Dasselbe muß daher der Selektivität zuliebe sehr schwach gedämpft ausgebildet werden. Dies zwingt jedoch besonders in Rücksicht auf einen guten Wirkungsgrad nicht allein die Strahlungsdämpfung, sondern vor allem auch alle übrigen Verlustdämpfungen möglichst klein zu halten. Es muß daher für den Wienschen Stoßerreger in dieser Zweikreisausführung besonderer Wert auf die gute Konstruktion des Luftleiters Wert gelegt werden (geringe Erddämpfung, Vermeidung schädlicher Ausstrahlung durch starke Ionisation der Luft, hoher Isolationswiderstand usw.).

Man kann dies vermeiden, indem man zwischen Luftleiter und Stoßerregerkreis noch einen dritten, sehr schwach gedämpften Kreis einschaltet, der seinerseits zwar ziemlich fest mit dem Stoßerregerkreis, aber sehr lose gekoppelt mit dem Luftleiter ist.

Abgesehen davon, daß hier fast alle die Schwierigkeiten wie beim gekoppelten Sender vorliegen (Auftreten mehrerer Wellen, sorgfältige Durchkonstruktion des Zwischenkreises usw.), tritt hier noch hinzu, daß drei Kreise Anwendung finden und demgemäß Abstimmittel für drei Kreise vorhanden sein müssen. Dieser Umstand veranlaßt meist dazu, die Zweikreismethode ohne Zwischenkreis vorzuziehen.

IV. Sender und Empfänger für kontinuierliche Schwingungen.

Bei den kontinuierlichen oder sog. ungedämpften Schwingungen ist am Lichtbogensender vor allem auf zweierlei zu achten:

1. Daß der Schwingungskreis, in dem der Lichtbogen arbeitet, sowohl hinsichtlich seiner Kapazität und Selbstinduktion, vor allem aber auch hinsichtlich seiner Dämpfung oder seines Widerstandes den Lichtbogenverhältnissen angepaßt ist und

2. daß dieser Widerstand in Rücksicht auf einen guten Wirkungsgrad zum großen Teil der Strahlungsdämpfung des Luftleiters zuzuschreiben ist. Da die Ausstrahlung kontinuierlicher Wellen-Voraussetzung, ist hiermit auch der Grad der Selektivität gegeben.

Beim Empfänger ist die Abstimmschärfe nur abhängig vom Kreis, in dem der Detektor — hier meist der Tikker — eingeschaltet ist.

Dieser Kreis muß möglichst gering gedämpft sein, damit, abgesehen von der großen Abstimmschärfe, möglichst viele Schwingungen sich hintereinander addieren, bevor die dadurch in diesem Kreis zur Schwingung gebrachte, aufgeschaukelte Energie z. B. über das Telephon geführt wird. Von der Güte dieses geschlossenen Tikkerempfangs-

kreises ist also nicht allein — wie bei dem gewöhnlichen gekoppelten Detektorempfänger[1]) — die Abstimmschärfe, sondern auch wesentlich der Wirkungsgrad des Empfängers abhängig.

Auch die Koppelung des geschlossenen Kreises mit dem Luftleiter muß — besonders in Rücksicht auf die möglichste Ausnutzung der Selektivität — sehr lose gestaltet werden; hierdurch ist man aber wieder andererseits gezwungen — einem guten Empfangswirkungsgrad zuliebe — die Strahlungsdämpfung des Empfangsluftleiters klein zu wählen.

Wenn also bei den kontinuierlichen Schwingungen die Selektivität auf leichte Art sehr groß zu machen ist, muß man einem guten Wirkungsgrad zuliebe nicht nur den einen Empfangskreis, sondern alle Sende- und Empfangskreise konstruktiv auf geringe Dämpfung hin durchbilden.

Zusammenfassung.

Es wurden zunächst im Kapitel A die Meßmethoden der Dämpfung elektrischer Schwingungskreise mit besonderer Berücksichtigung der Bedürfnisse der Technik der drahtlosen Telegraphie beschrieben. Sodann wird im Kapitel B ein kurzer Überblick über die Größenordnung der verschiedenen vorkommenden Dämpfungen gegeben. Im Kapitel C wird die Bedeutung der Dämpfung erörtert und gezeigt, welche Rolle die Dämpfung beim Entwurf und Bau moderner Stationen spielt. und in welchem Maß mit dem fortschreitenden Ausbau der Systeme hinsichtlich Selektivität und Reichweite der Einfluß der Dämpfung auf die gute Wirkung der Stationen immer mehr anwächst.

---

1) Im Gegensatz hierzu kann man immer den gewöhnlichen gekoppelten Detektorenempfänger durch richtige Wahl des Grades der elektrischen Verbindung zwischen Detektor und geschlossenen Empfangskreis einerseits und der geeigneten Koppelung zwischen geschlossenem Kreis und Luftleiter andererseits empirisch auf den günstigsten Wirkungsgrad — wenn auch unter Verlust an Selektivität — einstellen.

(Eingesandt 21. März 1909.)

Wechselseitige Induktion, Selbstinduktion und Kapazität.

Von G. Glage.

(Fortsetzung.)

5. Selbstinduktion eines einfachen Drahtkreises.

Für die Selbstinduktion eines einfachen Drahtringes mit kreisförmigem Querschnitt gelten die beiden äquivalenten Näherungsformeln (Fig. 12):

$$L = 2l\left\{\log\frac{l}{\varrho} - 1{,}508\right\}\text{[1] und} \tag{35}$$

$$L = 4\pi a\left\{\log\frac{8a}{\varrho} - 1{,}75\right\} \tag{36}$$

wo l den Umfang des Kreises, ϱ den Radius des Querschnittes und a den Radius des Kreises bedeutet.

Einen genaueren Ausdruck erhält man vermittelst Maxwells Prinzip des geometrischen mittleren Abstandes[2]. Setzt man in der Formel:

$$L = 4\pi a\left\{\left(1 + \frac{3}{16}\frac{R^2}{a^2}\right)\log\frac{8a}{R} - \left(2 + \frac{R^2}{16a^2}\right)\right\} \tag{37}$$

den Wert des geometrischen mittleren Abstandes für eine Kreisfläche $R = \varrho\, e^{-\frac{1}{4}} = 0{,}7788\,\varrho$, so erhalten wir[3]:

$$L = 4\pi a\left\{\left(1 + 0{,}1137\frac{\varrho^2}{a^2}\right)\log\frac{8a}{\varrho} - 0{,}0095\frac{\varrho^2}{a^2} - 1{,}75\right\} \tag{38}$$

Die Formel ist nur dann genau, wenn das Verhältnis $\frac{\varrho}{a}$ klein ist. Im anderen Falle wird der Fehler beträchtlich. Die Formeln (35), (36) und (38) sind abgeleitet unter der Voraussetzung gleichmäßiger Stromverteilung im Querschnitt.

Besteht der Ring aus einer hohlen dünnen Röhre, oder ist der Strom ein Wechselstrom von sehr hoher Frequenz, so daß man sich ihn auf der Oberfläche verteilt denken kann, so wird der geometrische mittlere Abstand gleich dem Radius ϱ und die Formel (38) geht dann über in:

---

1) Kirchhoff, Pogg. Ann. 121, 551, 1864.
2) Rosa und Cohen, l. c. S. 59 ff.
3) Wied. Ann. 53, 928, 1894.

$$L = 4\pi a\left\{\left(1 + \frac{3}{16}\frac{\varrho^2}{a^2}\right)\log\frac{8a}{\varrho} - \frac{\varrho^2}{16a^2} - 2\right\}. \qquad (39)$$

Im Falle mäßiger Frequenz wird L zwischen den beiden Werten der Gleichungen (38) und (39) liegen.

Die genaueste Formel für die Selbstinduktion eines Drahtkreises rührt von M. Wien[1]) her und ist folgende:

$$L = 4\pi a\left\{\left(1 + \frac{1}{8}\frac{\varrho^2}{a^2}\right)\log\frac{8a}{\varrho} - 0{,}0083\,\frac{\varrho^2}{a^2} - 1{,}75\right\}. \qquad (40)$$

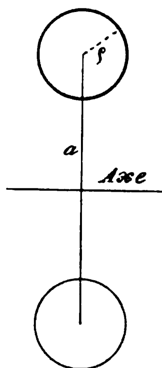


Fig. 12.

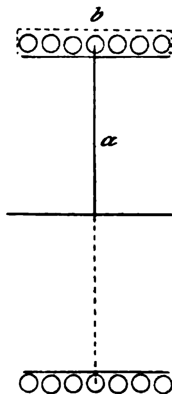


Fig. 13.

Bei Vernachlässigung von $\frac{\varrho^2}{a^2}$ geht (40) in die Näherungsformel (36) über.

Es ist bei diesen Berechnungen vorausgesetzt, daß die Strömung gleichmäßig über den Querschnitt verteilt sei. Im allgemeinen ist dies aber nicht der Fall, so z. B. für einen Strom der durch die Veränderung eines räumlich homogenen magnetischen Feldes in dem Ringe erzeugt ist. In diesem Falle ist:

$$L = 4\pi a\left\{\left(1 + \frac{3}{8}\frac{\varrho^2}{a^2}\right)\log\frac{8a}{\varrho} - 0{,}092\,\frac{\varrho^2}{a^2} - 1{,}75\right\}. \qquad (41)$$

Eine der Formel Wiens ähnliche ergibt sich aus einem Ausdruck, den Rayleigh und Niven[2]) für die Selbstinduktion einer kreisförmigen Rolle mit kreisförmigem Querschnitt und n-Windungen gegeben haben, indem man $n = 1$ setzt:

1) Wied. Ann. 53, 928, 1894.
2) Rayleighs Collected Papers Vol. II S. 15.

$$L = 4\pi a\left\{\left(1 + \frac{\varrho^2}{8a^2}\right)\log\frac{8a}{\varrho} + \frac{\varrho^2}{24a^2} - 1{,}75\right\}. \tag{42}$$

Diese Formel stimmt mit der Wiens bis auf das Glied $\frac{\varrho^2}{24a^2}$ überein.

Für einen Kreisring mit elliptischem Querschnitt gilt eine von J. J. Thomson[1]) gegebene (36 entsprechende) Näherungsformel:

$$L = 4\pi a\left\{\log\frac{16a}{\alpha + \beta} - 1{,}75\right\}, \tag{43}$$

wo α und β die Halbachsen der Ellipse und a den mittleren Radius des Kreises bedeuten.

Die Formeln von Minchin, Hicks und Blathy[2]) sind inkorrekt[3]) und daher weggelassen.

6. Selbstinduktion eines Solenoids mit einer Drahtlage.

Eine oft angewandte Näherungsformel für die Selbstinduktion eines langen Solenoids ist folgende:

$$L \doteq 4\pi^2 a^2 n_1^{\,2} l, \tag{44}$$

wo a der mittlere Radius, n_1 die Windungszahl pro cm und l die Länge der Spule sind.

Diese Formel ist ziemlich ungenau wegen der freien Enden. Indessen sind die Änderungen von L, wenn sich die Länge l ändert, diesen Änderungen genau proportional, so daß diese Formel zur Berechnung von entsprechenden Änderungen von L benutzt werden kann.

Für die Selbstinduktion eines Solenoids mit einer einzigen Drahtlage, dessen Länge b klein gegenüber dem Radius a ist (s. Fig. 13), ist eine ziemlich genaue Formel von Rayleigh und Niven[4]) gegeben:

$$L_\varphi = 4\pi a n^2\left\{\log\frac{8a}{b} - \frac{1}{2} + \frac{b^2}{32a^2}\left(\log\frac{8a}{b} + \frac{1}{4}\right)\right\}, \tag{45}$$

wo n die ganze Anzahl der Drahtwindungen bedeutet und der Radius a (s. Figur) bis zur Mitte der Drahtwindungen geht. Die Länge b umfaßt die Isolation des ersten und letzten Drahtes, wenn die Rolle mit isoliertem Draht umwunden ist.

---

1) J. J. Thomson, Phil. Mag. 23, 384, 1886.

2) Minchin, Phil. Mag. 37, 300, 1894. Hicks, Phil. Mag. 38, 456, 1894. Blathy, London Electrician 24, 630, April 1890.

3) Bulletin of the Bureau of Standards 4, 149, 1907.

4) Rayleighs Collected Papers 2, 15. Proc. Roy. Soc. 32, 104, 1881.

L_φ ist nun aber noch nicht die wirkliche Selbstinduktion der Rolle, sondern der Wert der sich ergäbe, wenn die ganze Länge b ohne Zwischenraum stromerfüllt wäre. Um die wirkliche Selbstinduktion zu finden, muß daher eine in Formel (49) unten angegebene und mit ΔL bezeichnete Korrektion angebracht werden.

Ebenso muß bei allen Formeln dieses Abschnittes verfahren werden, die L_φ enthalten. Die Näherungsformel (44) ist zu roh, um eine solche Korrektion notwendig zu machen.

Coffin[1]) hat Formel (45) erweitert, so daß dieselbe mit großer Genauigkeit auch für Spulen gilt, deren Länge gleich dem Radius ist, und mit hinreichender Genauigkeit für Spulen mit bedeutend größerer Länge, als der Radius beträgt. Dieselbe ist:

$$L_\varphi = 4\pi a n^2 \left\{ \frac{8a}{b} - \frac{1}{2} + \frac{b^2}{32a^2}\left(\log\frac{8a}{b} + \frac{1}{4}\right) - \frac{1}{1024}\frac{b^4}{a^4}\left(\log\frac{8a}{b} - \frac{2}{3}\right) + \frac{10}{131072}\frac{b^6}{a^6}\left(\log\frac{8a}{b} - \frac{109}{120}\right) - \frac{35}{4194304}\frac{b^8}{a^8}\left(\log\frac{8a}{b} - \frac{431}{420}\right)\right\} \quad (46)$$

Lorenz[2]) hat zuerst eine genaue Formel für die Selbstinduktion eines Solenoids mit einer einzigen Drahtlage gegeben. Dieselbe bedarf auch der Korrektion durch (49), ist aber anwendbar für ein Solenoid irgend welcher Länge. Die Originalform ist:

$$L_\varphi = \frac{32}{3}\frac{\pi n^2 a^3}{b^2}\left\{\frac{2k^2-1}{k^3}E + \frac{1-k^2}{k^3}F - 1\right\}, \quad (47)$$

wo $k = \frac{4a^2}{4a^2+b^2}$ und F und E die vollständigen elliptischen Integrale erster und zweiter Gattung mit dem Modul k, und a, b und n der Radius, die Länge und die ganze Anzahl Windungen der Spule sind.

Bezeichnet man die Diagonale des Solenoids (s. Fig. 14) mit $d = \sqrt{4a^2+b^2}$, so erhält man durch Substitution folgende Form

$$L_\varphi = \frac{4\pi n^2}{3b^2}\{d(4a^2-b^2)E + d b^2 F - 8a^3\}. \quad (48)$$

Dafür kann man auch schreiben:

$$L_\varphi = a n^2\left[\frac{8\pi}{3}\left\{\sqrt{1+\frac{b^2}{4a^2}}\left(\frac{4a^2}{b^2}-1\right)E + \sqrt{1+\frac{b^2}{4a^2}}F - \frac{4a^2}{b^2}\right\}\right]$$

oder

1) Bulletin of the Bureau of Standards 2, 113, 1906.
2) Wied. Ann. 7, 161, 79.

$$L_\varphi = a n^2 Q, \tag{48a}$$

wo Q als Funktion von $\frac{2a}{b}$ ($=\text{tang}\,\gamma$) den Ausdruck in der eckigen Klammer bedeutet.

Rosa und Cohen haben Q für verschiedene Werte von tg γ berechnet und in einer Tabelle zusammengestellt. Dieselbe ist am Schlusse dieses Teiles beigefügt (vgl. Tabelle 2 daselbst).

Bei Verwendung dieser Tabelle vermeidet man das Aufsuchen der elliptischen Integrale, und ist dieselbe z. B. von Vorteil bei Apparatentwürfen, bei denen sich die Maße so wählen lassen, daß man einen der in der Tabelle enthaltenen Werte von tg γ erhält.

Die Tabelle selbst ist mit sehr großer Sorgfalt berechnet.

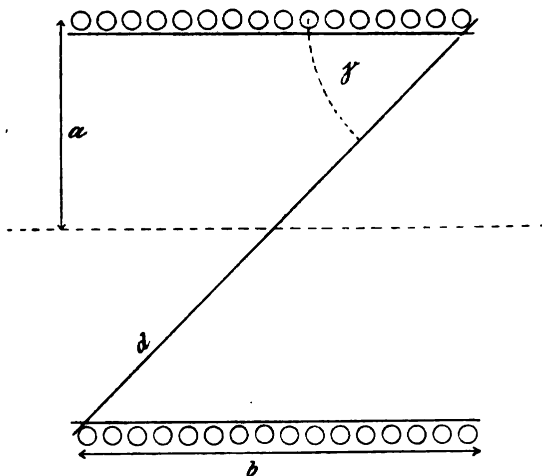


Fig. 14.

Bei Berechnung des Wertes L_φ mit Hilfe der Formeln (45—48) nimmt man für b zweckmäßig die ganze Länge AB (s. Fig. 15), unter Hinzurechnung der Isolation.

Rosa[1]) hat nun gezeigt, daß die obigen Formeln noch einer Korrektion bedürfen, wegen der Zwischenräume, die durch die Isolation entstehen oder bei blankem Draht wegen des Raumes zwischen den einzelnen Windungen, da die Formeln von L_φ unter der Voraussetzung berechnet sind, daß der Zwischenraum zwischen den einzelnen Drähten sowie die Dicke der Schicht unendlich klein sind.

Die wirkliche Selbstinduktion ergibt sich darnach als:

---

1) Rosa, Bulletin of the Bureau of Standards 2, 161—187, 1906.

$$L = L_\varphi - \Delta L,$$

wo ΔL das Korrektionsglied ist:

$$\Delta L = 4\pi a n [A + B]. \tag{49}$$

Die von Rosa berechneten Konstanten A und B sind in Tabellen 3 und 4 beigefügt. A hängt vom Verhältnis des Durchmessers d des blanken Drahtes zu dem Durchmesser D des isolierten Drahtes (resp. der Entfernung D zweier benachbarter Drahtmittelpunkte) ab: Für Werte von $\frac{d}{D}$ kleiner als 0,58 wird A und damit die Korrektion negativ, da B immer positiv ist, L also größer als L_φ.

Kirchhoff[1]) hat noch eine andere Art der Berechnung von L gegeben. Hat man eine Drahtlage auf einem Zylinder, so ist die

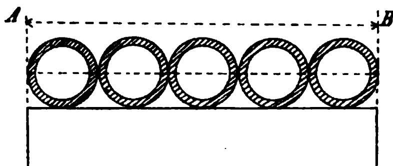


Fig. 15.

Selbstinduktion des Solenoids gleich der Summe der Selbstinduktionen der einzelnen Windungen + der Summe der gegenseitigen Induktionen einer jeden Windung auf alle übrigen, also:

$$L = n L_1 + 2(n-1) M_{12} + 2(n-2) M_{13} + 2(n-3) M_{14} + \cdots 2 M_{1n} \tag{50}$$

Für eine Rolle mit 4 Windungen erhält man so:

$$L = 4 L_1 + 6 M_{12} + 4 M_{13} + 2 M_{14}.$$

M_{12} usw. wird nach einer der früheren Formeln berechnet.

Strasser[2]) hat aus Formel (50) eine andere für eine Spule mit wenig Windungen und einer Drahtlage abgeleitet unter Benutzung der Formeln (36) und (9); dieselbe lautet mit einer kleinen Korrektion[3]):

1) Kirchhoff, Gesammelte Abhandl. S. 77.
2) Wied. Ann. 17, 763, 1905.
3) Rosa und Cohen, l. c. S. 43, Anm. 55.

$$L = 4\pi a\left[n\left(\log\frac{8a}{\varrho} - 1{,}75\right) + n(n-1)\left(\log\frac{8a}{d} - 2\right) - A + \right.$$
$$\left. + \frac{d^2}{8a^2}\left\{\left(3\log\frac{8a}{d} - 1\right)\left(\frac{n^2(n^2-1)}{12}\right) - B\right\}\right], \qquad (51)$$

wo n die Gesamtzahl der Windungen, d der Abstand der Mittelpunkte zweier benachbarter Windungen, a der Radius der Spule, ϱ der Radius des Drahtquerschnittes und A und B in der beigefügten Tabelle 5 enthaltene Konstanten sind.

Die Selbstinduktion einer kreisförmigen Spule mit rechteckigem

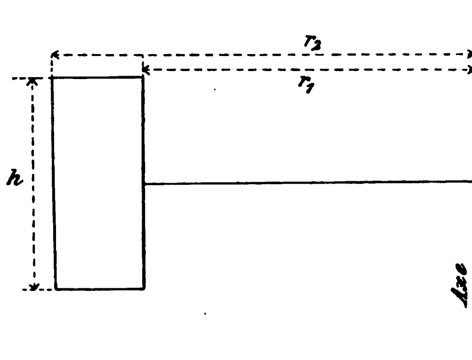


Fig. 16.

Querschnitt mit einer einzigen Drahtlage (s. Fig. 16) ist in erster Annäherung:

$$L_\varphi = 2n^2 h \log\frac{r_2}{r_1}, \qquad (52)$$

wo h, r_2 und r_1 die in der Figur bezeichneten Größen bedeuten. Auch diese Formel bedarf einer Korrektion. Es ist ähnlich wie oben:

$$L = L_\varphi - 2nl(A + B), \qquad (53)$$

wo n die ganze Anzahl Windungen, l die Länge einer Windung $= 2(r_2 - r_1) + 2h$ ist, A den in Tabelle 3 angegebenen Wert hat und $B = 0{,}332$ ist.

Fröhlichs[1]) Formel in Wied. Annalen ist unrichtig[2]).

1) Wied. Ann. 63, 142, 1897.

2) Rosa, Bulletin of the Bureau of Standards 4, 141, 1907.

7. Selbstinduktion eines Solenoids mit mehreren Drahtlagen und rechteckigem Querschnitt.

Eine Näherungsformel für diesen wichtigen Fall (s. Figur 17) hat zuerst Maxwell[1]) gegeben wie folgt:

$$L = \tfrac{4}{3}\pi a n^2 \left(\log \frac{8a}{R} - 2\right), \tag{54}$$

wo R die geometrische mittlere Entfernung des Querschnittes der Rolle von sich selbst ist. Vorausgesetzt ist dabei, daß der Strom gleich-

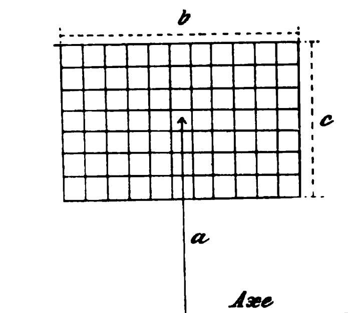


Fig. 17.

mäßig über den Querschnitt verteilt sei. Der Wert von R ist gegeben durch die Formel:

$$\log R = \log \sqrt{a^2 + b^2} - \frac{1}{6}\frac{a^2}{b^2}\log \sqrt{1 + \frac{b^2}{a^2}} - \frac{1}{6}\frac{b^2}{a^2}\log \sqrt{1 + \frac{a^2}{b^2}} + \\ + \frac{2}{3}\frac{a}{b}\operatorname{tang}^{-1}\frac{b}{a} + \frac{2}{3}\frac{b}{a}\operatorname{tang}^{-1}\frac{a}{b} - \frac{25}{12}, \tag{55}$$

wo a und b die Seiten des Rechtecks sind. (In Fig. 17 also b und c.)

In Tabelle 6 sind einige dieser Werte angegeben. Annähernd ist $R = 0{,}2235\,(a + b)$.

Formel (54) ist abgeleitet aus Formel (8), indem an Stelle von b die geometrische mittlere Entfernung R gesetzt ist.

Benutzt man Formel (9), erhält man eine bessere Annäherung:

$$L = 4\pi a n^2 \left\{\log \frac{8a}{R}\cdot\left(1 + \frac{3R^2}{16a^2}\right) - \left(2 + \frac{R^2}{16a^2}\right)\right\}. \tag{56}$$

1) Maxwell, El. and. Magn. § 706.

Perry[1]) hat folgenden empirischen Ausdruck für die Selbstinduktion eines kurzen Solenoids mit rechtwinkeligem Querschnitt gegeben:

$$L = \frac{4\pi a^2 n^2}{0{,}2317a + 0{,}44b + 0{,}39c}, \tag{57}$$

wo n die ganze Anzahl Windungen bedeutet, a den mittleren Radius, b die axiale Breite und c die radiale Tiefe.

Diese Formel gibt eine gute Annäherung, solange b und c klein gegenüber a sind.

Maxwells[2]) genauerer Ausdruck für die Selbstinduktion eines Solenoids mit rechtwinkeligem Schnitt war nicht ganz richtig. Die Aufsuchung desselben wurde von Weinstein[3]) wiederholt, der zu folgendem Ausdruck gelangte:

$$L_\mu = 4\pi a n^2(\lambda + \mu),$$

wo

$$\lambda = \log\frac{8a}{c} + \frac{1}{12} - \frac{\pi x}{3} - \frac{1}{2}\log(1 + x^2) + \frac{1}{12x^2}\log(1 + x^2) + \\ + \frac{1}{12}x^2\log\left(1 + \frac{1}{x^2}\right) + \frac{2}{3}\left(x - \frac{1}{x}\right)\operatorname{tang}^{-1}x \tag{58}$$

und

$$\mu = \frac{c^2}{96a^2}\left[\left(\log\frac{8a}{c} - \frac{1}{2}\log(1 + x^2)\right)(1 + 3x^2) + 3{,}45x^2 + \frac{221}{60} - \right. \\ \left. - 1{,}6\pi x^3 + 3{,}2x^3\operatorname{tang}^{-1}x - \frac{1}{10}\frac{1}{x^2}\log(1 + x^2) + \frac{1}{2}x^4\log\left(1 + \frac{1}{x^2}\right)\right]$$

b und c sind Breite und Tiefe des Querschnittes und $z = \frac{b}{c}$.

Für quadratischen Querschnitt vereinfacht sich dieselbe zu:

$$L_\mu = 4\pi a n^2\left\{\left(1 + \frac{c^2}{24a^2}\right)\log\frac{8a}{c} + 0{,}03657\frac{c^2}{a^2} - 1{,}194914\right\}. \tag{59}$$

Diese Formel ist genau, solange $\frac{c}{a}$ klein ist. Vorausgesetzt bei diesen Formeln ist, daß der Strom den Querschnitt vollständig ausfülle und die Selbstinduktion daher noch nicht mit L, sondern mit L_μ bezeichnet. Für eine Wickelung mit isoliertem, rundem Draht muß daher noch eine Korrektion angebracht werden (s. Formel 64).

1) Perry, Phil. Mag. 30, 223, 1890.
2) Phil. Trans. 1865.
3) Wied. Ann. 21, 329, 1884.

Stefan[1]) vereinfachte Weinsteins Formel (58), indem er alle Ausdrücke, die von dem Verhältnisse $\frac{b}{c}$ abhängen, zusammenfaßte und zwei kurze Tafeln von Konstanten y_1 und y_2 berechnete. Die Formel lautet:

$$L_\mu = 4\pi a n^2 \left\{\left(1 + \frac{3b^2 + c^2}{96a^2}\right) \log \frac{8a}{\sqrt{b^2 + c^2}} - y_1 + \frac{b^2}{16a^2} y_2\right\} \cdot \quad (60)$$

Die Werte von y_1 und y_2 sind in Tabelle 7 beigefügt als Funktion von $\frac{b}{c}$ oder $\frac{c}{b} = x$, das immer kleiner als 1 zu rechnen ist.

Wenn die Rolle so lang ist, daß Stefans Formel nicht mehr genau genug ist, verwendet man zweckmäßig eine von Rosa[2]) angegebenes Rechnungsverfahren. Nach derselben ist der Wert:

$$L_\mu = L_\varphi - \Delta_1 L. \quad (61)$$

Um L_μ zu erhalten, berechnet man zunächst die Selbstinduktion L_φ einer Spule von derselben Länge b und demselben Radius a, wie bei der Spule, deren Selbstinduktion gemacht wird, deren radiale Ausdehnung aber gleich 0 ist, nach einer der Formeln (45), (46), (47) oder (48). Hiervon wird dann das Korrektionsglied:

$$\Delta_1 L = 4\pi a n^1 [A_\varphi + B_\varphi] \quad (62)$$

subtrahiert, wo a der mittlere Radius ist wie zuvor, $n^1 = \frac{b}{c}$, also gleich der Zahl der in der Länge b enthaltenen Quadrate mit der Seite c und A_φ und B_φ in Tabelle 8 und 9 enthaltene Konstanten sind.

$\Delta_1 L$ ist also die Korrektion für die radiale Ausdehnung.

Die Werte L_μ gelten nun nur unter der Voraussetzung, daß der ganze Querschnitt stromerfüllt sei. Die Selbstinduktion ist eine andere, wenn der Querschnitt mit rundem, isoliertem Draht ausgefüllt ist. Die wirkliche Selbstinduktion L ist dann:

$$L = L_\mu + \Delta_2 L, \quad (63)$$

$$\Delta_2 L = 4\pi a n \left\{\log_e \frac{D}{d} + 0{,}13806 + E\right\}, \quad (64)$$

wo D der Querschnitt des Drahtes mit Isolation, d der Querschnitt

1) Wied. Ann. 22, 113, 1884.
2) Bulletin of the Bureau of Standards 4, 369, 1907.

des blanken Drahtes und E eine von Rosa[1]) genau berechnete, in folgender Tabelle angegebene Konstante ist.

In der folgenden Tabelle ist Interpolation gestattet für nicht darin enthaltene Fälle.

Tabelle zur Berechnung der Konstanten E in Formel (64).

2	Windungen		E = 0,006528
3	„	1 Lage	E = 0,009045
4	„	2 Lagen	E = 0,01691
4	„	1 Lage	E = 0,01035
8	„	2 Lagen	E = 0,01335
10	„	1 Lage	E = 0,01276
20	„	1 Lage	E = 0,01357
16	„	4 Lagen	E = 0,01512
100	„	10 Lagen	E = 0,01718
400	„	(20 × 20)	E = 0,01764
1000	„	(50 × 20)	E = 0,01778
Unbegrenzte	Windungszahl		E = 0,01806

(Fortsetzung folgt.)

(Eingesandt 21. April 1909.)

Mitteilungen aus der Praxis.

Das Radiogoniometer von Bellini und Tosi.

Den Berichten (Jahrbuch **1**, 598, 1908; **2**, 381, 1909) über das System von Bellini und Tosi für gerichtete drahtlose Telegraphie sei noch folgendes[2]) nachgetragen. Unter den Apparaten, die angewendet wurden zur Erlangung der Variation der Erregung der Luftgebilde und folglich der Senderichtung, hat sich am besten das Sender-Radiogoniometer, wie es in Fig. 1 abgebildet ist, bewährt. Dasselbe beruht, wie früher schon angedeutet, auf folgendem Prinzip:

1) Bulletin of the Bureau of Standards 4, 369, 1907.

2) Vgl. M. Tosi Société Internationale des Électriciens. Extrait du Bulletin 2ᵉ Série Tome VIII Nr. 80, Dezember 1908. Bellini, Associazione Elettrotecnica Italiana. Sistema di Telegrafia senza fili dirigibile. Milano 1909. Bellini-Tosi, La Lum. Él. **31**, 263, 1909.

Gemäß Fig. 2 sind zwei ebene, gleiche, zueinander senkrecht orientierte Spulen, die verbunden sind mit der Mitte des horizontalen Teiles des Leiters, der jedes Paar vertikaler Antennen verbindet, oder mit der Mitte der unteren Seite jedes Rahmens. In den folgenden Darlegungen ist angenommen, daß die vertikalen Antennen nicht weiter



Sender-Radiogoniometer für 400 m Wellenlänge.

Fig. 1.

abstehen bzw. die Breite des Rahmens nicht größer sei als $\frac{1}{6}$ Wellenlänge. In einem späteren Artikel soll der allgemeine Fall untersucht werden.

In dem diesen beiden Spulen gemeinsamen Zentrum befindet sich eine dritte Spule, von sehr kleiner Dimension im Verhältnis zu den beiden eben genannten, die beweglich ist um den Durchmesser, der

zusammenfällt mit dem gemeinsamen Durchmesser der beiden festen Spulen.

Wenn die kleine Spule von dem Strom einer Kondensatorentladung (Funkenentladung oder Poulsen-Generator) durchflossen wird, so werden die beiden festen Spulen und die mit ihnen verbundenen Luftgebilde zum Sitz induzierter schwingender Ströme. Jedes Luftgebilde erzeugt im Raume ein elektromagnetisches Feld, und die so erzeugten beiden Felder setzen sich zusammen zu einem resultierenden Feld.

Es seien $A A_1$ und $B B_1$ die beiden Luftgebilde und $a a_1$ und $b b_1$ die beiden festen Spulen, deren Wicklungsebenen zusammenfallen mit den

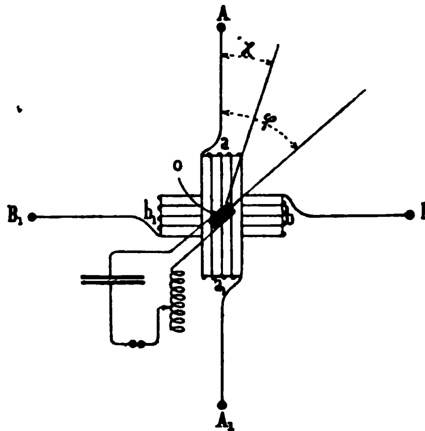


Fig. 2.

Ebenen der Luftgebilde, mit denen sie verbunden sind. Die im Zentrum sich befindende, sehr kleine, bewegliche Spule ist durchflossen von einem gedämpften Wechselstrom:

$$i = I e^{-at} \sin m t$$

wo α den Dämpfungsfaktor und m die Strompulsation darstellen. Die in den Spulen $a a_1$ und $b b_1$ erzeugten elektromotorischen Kräfte werden die Momentanwerte haben:

$$s_a = E e^{-at} \cos m t \cos \varphi$$
$$s_b = E e^{-at} \cos m t \sin \varphi$$

wo φ der Winkel ist, den die Wickelungsebene der kleinen Spule mit der Achse OA bildet.

Diese elektromotorischen Kräfte erzeugen in den beiden Luftgebilden Ströme und elektrische Ladungen proportional den elektromotorischen Kräften; diese Ströme und Ladungen erzeugen ihrerseits im Raum zwei elektrische (oder magnetische) Felder, die ebenfalls proportional sind.

In einem Punkte des Raumes, dessen Richtung den Winkel χ mit der Achse OA bildet, haben diese Felder die Momentanwerte:

$$m_{A\psi} = Me^{-at}\cos mt \cos\varphi \cos\chi$$
$$m_{B\psi} = Me^{-at}\cos mt \sin\varphi \sin\chi$$

Der Wert des resultierenden elektrischen (oder magnetischen) Feldes in dem betrachteten Punkte erhält man durch die algebraische Summe der Einzelwerte:

$$m_\psi = Me^{-at}\cos mt(\cos\varphi\cos\chi + \sin\varphi\sin\chi) = Me^{-at}\cos mt\cos(\varphi-\chi).$$

Diese Intensität variiert also sinusförmig als Funktion von χ und erlangt ihren Maximalwert für $\chi = \varphi$, d. h. in der Richtung der beweglichen Spule, und dieser Maximalwert ist der gleiche wie derjenige, welcher erzeugt wird, wenn man ein einziges der Luftgebilde funktionieren läßt.

Die Theorie zeigt also:

1. Daß die Richtung des resultierenden Feldes stets mit der Wickelungsebene der beweglichen Spule zusammenfällt.
2. Daß das resultierende Feld sich zwangläufig mit der beweglichen Spule dreht; sein Wert bleibt stets konstant.
3. Daß für jede Stellung der beweglichen Spule die Feldintensität im Raume nach dem Sinusgesetz verteilt ist.

Folglich ist das System eines Paares von Luftgebilden, die an die beschriebenen Spulen angeschlossen sind, gleichwertig einem System, das ein einseitiges Luftgebilde anwendet von derselben Dimension, wie jedes einzelne Luftgebilde des Paares, orientiert im Sinne der beweglichen Spule. Die Rotation der beweglichen Spule kommt also einer Rotation des einzelnen Luftgebildes gleich.

Es ist klar, daß das vorstehend Gesagte nur gilt, wenn die bewegliche Spule sehr klein ist. Um den dadurch veranlaßten geringen Koppelungsgrad (und also auch eine geringe Reichweite) möglichst zu eliminieren, wird die bewegliche Spule kugelförmig oder zylindrisch hergestellt, die eng umfaßt wird von den beiden festen ringförmigen oder rechteckigen Spulen [1].

Aus Konstruktionsgründen wurde für das Sender-Radiogoniometer die zylindrische Form gewählt. In der Fig. 1 ist die innere (primäre) Spule gebildet aus drei parallel geschalteten Windungen, die durch Schleifbürsten in Verbindung mit dem Entladungskreis stehen. Die beiden äußeren (sekundären) Spulen bestehen jede aus acht Windungen und sind an die Luftgebildekreise angeschlossen. Der Apparat trägt eine Skala, auf der sich ein mit der beweglichen Spule verbundener

---

1) Vgl. l. c. Soc. Int. d. Él. Extrait S. 17/18.

Zeiger bewegt. Um eine bestimmte Senderichtung auszuwählen, stellt man also den Zeiger auf der Skala in diese Richtung ein.

Es wurde praktisch konstatiert, daß durch Anwendung eines solchen Radiogoniometers die Ströme in den Luftgebilden sinusförmig verlaufen als Funktion der Orientierung der beweglichen Spule, und daß das Diagramm der von den beiden Luftgebilden ausgesandten Energie identisch ist mit demjenigen, welches man erhalten würde von einem einzigen Luftgebilde in der Ebene der beweglichen Spule; und für die Intensität des elektromagnetischen Feldes hat man die gleichen Resultate erhalten. Im ganzen ist also die Drehung der

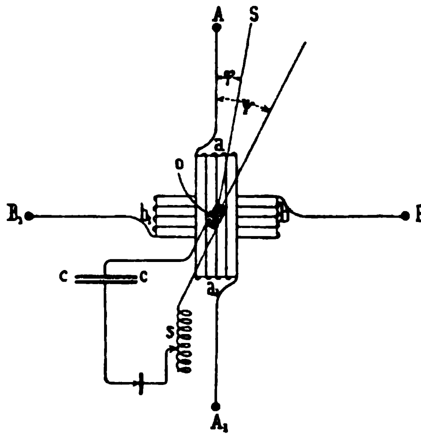


Fig. 3.

beweglichen Spule des Sender-Radiogoniometers sowohl hinsichtlich der Intensität wie der Energieverteilung gleichwertig mit der eventuellen wirklichen Drehung eines einzigen Luftgebildes, das mit einem der benutzten identisch ist.

Ein aus zwei senkrechten Luftleitern gebildetes Luftgebilde stellt die einfachste Lösung des vorliegenden Problems dar; aber in gleicher Weise würde man dieselbe Lösung erhalten können durch Anwendung von n-gleichen Luftgebilden, angeordnet in einem Winkelabstand $\frac{\pi}{n}$, und verbunden mit einem Radiogoniometer, das n-sekundäre Spulen enthält. Im Empfänger befindet sich ein ganz analog konstruiertes Radiogoniometer (Fig. 3), dessen Wirkungsweise nach vorstehendem auf der Hand liegt. Die Anzahl der Windungen der primären festen

Spulen kann durch eine besondere Anordnung variiert werden zwecks Abstimmung auf die zu empfangende Wellenlänge. Die Anzahl der Windungen der beweglichen sekundären Spule, die im Empfangskreis liegt, ist unveränderlich. Man variiert die Wellenlänge des ganzen sekundären Kreises und die Koppelung zwischen diesem und den Primären durch Anwendung eines veränderlichen Kondensators C und einer regulierbaren Selbstinduktion S. Wenn die Intensität ihr Maximum erreicht, ist die bewegliche Spule in der Richtung des Senders orientiert[1]). Man braucht also bei maximaler Empfangsintensität nur die Stellung der beweglichen Spule zu beobachten, um die Richtung einer unbekannten Senderstation festzustellen. Da aber die Intensitätsschwankungen in der Gegend des Maximums sehr wenig merklich sind, so verfährt man besser so, daß man die beiden Grenzrichtungen feststellt, über welche der Empfang Null ist; auf der Halbierungslinie liegt dann die Telegraphierrichtung. Durch eine Reihe von Beobachtungen kann man so die Richtung der Senderstation bis auf 1 Grad genau feststellen.

Das beschriebene System kann als ein bilaterales bezeichnet werden, da wir zwei Telegraphierrichtungen haben, die um 180° voneinander verschieden sind, für beide hat man die gleiche Stellung der Spule des Radiogoniometers im Empfänger. Es wäre natürlich wünschenswert, nur die eine Richtung zu haben, d. h. ein unilaterales System auszubilden. Das Problem wurde wie folgt gelöst.

Ein Luftgebilde (für gerichtete Telegraphie), bestehend aus einem Paar vertikaler Antennen oder aus einem Rahmen, strahlt nach vorwärts und rückwärts, aber die Phase ist entgegengesetzt. Die Phasendifferenz besteht, weil die Ströme und Potentiale gleich und von entgegengesetztem Vorzeichen in den beiden Hälften des Luftgebildes sind Eine vertikale Antenne strahlt zirkulär, weshalb das polare Diagramm der durch die Antenne erzeugten Feldintensität durch einen Kreis dargestellt ist. Wenn man das Luftgebilde einer Sendestation bildet aus einem Paar vertikaler Antennen, oder einem Rahmen, und aus einer vertikalen Antenne, so setzt sich bei gleichzeitiger Erregung aller die zirkulare Strahlung der letzteren mit der Strahlung der ersteren zusammen. Sind dieselben gleich, und die zirkulare Strahlung in Phase mit der anderen Strahlung nach der einen Richtung und in entgegengesetzter Phase nach der entgegengesetzten Richtung, so wird die resultierende Strahlung nach der einen Seite verstärkt;

1) Vgl. wegen Theorie l. c. Soc. Int. d. Él. Extrait. S. 18.

nach der entgegengesetzten ist sie Null[1]. Dies gilt natürlich auch, wenn man das richtende Luftgebilde sich drehen läßt, während die vertikale Antenne ihre Lage stets unverändert beibehält. Anstatt diese Drehung wirklich auszuführen, kann man natürlich wieder zwei Luftleiter (für gerichtete Telegraphie), welche die festen Spulen des Radiogoniometer enthalten, anwenden, und des letzteren bewegliche Spule drehen. Um die einzelne vertikale Antenne zu erregen, besitzt das Radiogoniometer noch eine dritte Wickelung, die sich mit der primären Wickelung bewegt und stets gleich von dieser erregt wird, welches auch ihre Lage ist. Die Enden dieser dritten Wickelung sind

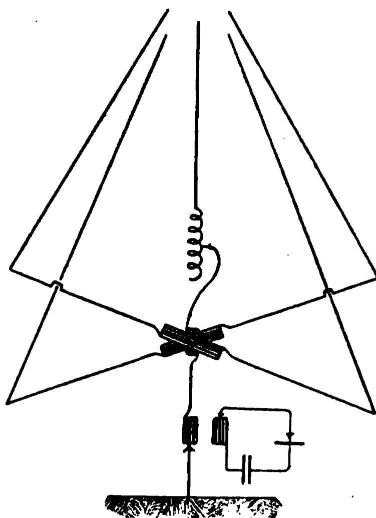


Fig. 4.

einerseits mit der Erde, andererseits durch Vermittelung einer Selbstinduktion mit der vertikalen Antenne verbunden.

Für den Empfänger gilt das Analoge. Die Diagramme der Feldintensität und der Energie sind vollständig analog denjenigen des Senders. Fig. 4. zeigt das Schema der Verbindungen in einem solchen unilateralen Empfänger; es war zu berücksichtigen, daß die Wirkungen der vertikalen Antenne gegen diejenigen des richtenden Luftgebildes um ein Viertel Periode differieren.

1) Wegen Theorie und Diagramme vgl. l. c. Soc. Int. d. Él. Extrait S. 19/21.

Dieses unilaterale System gestattet also das Aussenden oder besser die Konzentration der Wellen ausschließlich in der Richtung der Empfangsstation, und man ändert diese Richtung durch veränderte Orientierung der beweglichen Spule des Sender-Radiogoniometers, und hinsichtlich des Empfanges kann man von zwei Sendestationen, die um 180° voneinander abstehen und gleichzeitig geben, ausschließlich die Zeichen nur von einer Seite aufnehmen, sowie feststellen nicht nur, in welcher Ebene sich eine Senderstation befindet, sondern auch, ob sie sich auf der einen oder anderen Seite der Empfangsstation befindet. Über die praktischen Versuche zwischen Dieppe, Havre und Barfleur ist bereits im Jahrbuch[1]) berichtet worden[2]).

Es bestand der erste Versuch, der in Gegenwart einer offiziellen Kommission der französischen Regierung stattfand, darin, auf der Station Dieppe die Richtung eines unsichtbaren Torpedobootzerstörers zu bestimmen, dessen Kurs unbekannt war, und der alle Viertelstunden Signale gab. Das Schiff stellte dabei seinen Ort fest, der nach den Versuchen in guter Übereinstimmung mit den Bestimmungsangaben der Station gefunden wurde.

Ein zweiter Versuch hatte zur Aufgabe in Havre und Dieppe die Richtungen einer bekannten Senderstation zu ermitteln; ihr Schnittpunkt fiel sehr genau mit dem Ort der Station zusammen. Diese radiotelegraphische Triangulierung, angewendet auf eine unbekannte Station, erlaubte ihre Lage zu bestimmen und ebenso bei einem Schiff dessen Kurs und Geschwindigkeit.

Die Vorteile dieses Systems einer gerichteten drahtlosen Telegraphie oder Telephonie für den Seeverkehr und strategische Zwecke liegen auf der Hand.

1. Man kann die Richtung und Lage eines Schiffes, das sich in Not befindet, bestimmen und man kennt so den einzuschlagenden Kurs, um ihm zur Hilfe zu eilen.
2. Man kann die Lage, Geschwindigkeit und Kurs eines befreundeten und feindlichen Geschwaders bestimmen und entsprechend seine Entschließungen treffen.
3. Man kann den befreundeten Schiffen Signale senden, ohne daß

1) l. c.

2) Wegen der mit Hilfe eines Duddelschen Thermogalvanometers effektiv erhaltenen Sender- und Empfänger-Diagramme vgl. l. c. Soc. Int. d. Él. Extrait S. 21/23.

der Feind sie erhält, den man infolgedessen über diese Anwesenheit in Unkenntnis läßt.

4. Man kann mit den befreundeten Schiffen verkehren, ohne daß dem Feind seine Absicht, diesen Verkehr zu stören, gelingt.

Reichweite: Wir betrachten (Fig. 5), ein Luftgebilde für gerichtete Telegraphie, bestehend aus zwei vertikalen gleichen Antennen Aa und Bb, mit dem Abstande d, der Wellenlänge λ und in entgegengesetzter Phase schwingend. Bekanntlich findet die maximale Strahlung eines Luftgebildes dieser Art in der Richtung der horizontalen Geraden ab statt. Wir nehmen als Anfangspunkt den Punkt o in der Mitte von ab. Wenn die Antenne Aa durch o ginge, so

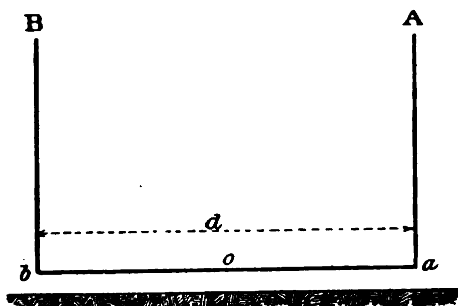


Fig. 5.

würde sie in einem Punkte rechts von a in einer Entfernung r von o ein elektrisches (oder magnetisches) Feld erzeugen vom Momentanwerte:

$$I \sin m t.$$

Da aber die Antenne Aa um eine Länge $\frac{d}{2}$ gegen den Punkt o vorgerückt ist, so wird sie ein elektromagnetisches Feld erzeugen, dessen Intensität den Momentanwert haben wird:

$$I \sin \left(m t + \frac{\pi d}{\lambda}\right),$$

wo $\frac{\pi d}{\lambda}$ der Winkel ist, welcher der Zeit entspricht, die die Welle braucht, um eine Entfernung gleich oa zu durchlaufen.

Die entsprechende Feldintensität, erzeugt von der Antenne Bb, wird sein:

$$- I \sin\left(m t - \frac{\pi d}{\lambda}\right).$$

Diese Felder addieren sich algebraisch, und das resultierende Feld wird den Momentanwert haben:

$$I\left[\sin\left(m t + \frac{\pi d}{\lambda}\right) - \sin\left(m t - \frac{\pi d}{\lambda}\right)\right] = 2 I \sin\frac{\pi d}{\lambda}\cos m t.$$

Wenn nun eine der Antennen $A a$, $B b$ existierte und senkrecht durch o ginge, so würde das von ihr erzeugte elektrische (oder magnetische) Feld den Momentanwert haben:

$$\pm I \sin m t.$$

Das Verhältnis zwischen der Amplitude der Intensität des elektromagnetischen Feldes, erzeugt durch das ganze richtungsfähige Luftgebilde, und derjenigen, erzeugt von der entsprechenden vertikalen Antenne, hat folglich den absoluten Wert:

$$2 \sin\frac{\pi d}{\lambda}.$$

Die obere Grenze dieses Verhältnisses hat den Wert 2.

Oder in Worten: Das betrachtete richtungsfähige Luftgebilde kann ein elektrisches (oder magnetisches) Feld erzeugen von doppeltem Wert desjenigen, welches von der entsprechenden vertikalen Antenne erzeugt wird. Dieser Wert wird tatsächlich erreicht, wenn die beiden vertikalen Antennen, welche das richtungsfähige Luftgebilde ausmachen, um eine Strecke gleich der halben Wellenlänge voneinander abstehen.

Damit die durch beide Luftleitertypen erzeugten Feldintensitäten gleich seien, müßten die beiden vertikalen Antennen um eine Strecke gleich $^1/_6$ Wellenlänge voneinander abstehen.

Die Energie in einem Punkte des Raumes ist proportional dem Quadrat der Intensität des elektrischen (oder magnetischen) Feldes in diesem Punkte. Folglich hat für die beiden Fälle das Verhältnis zwischen den ausgesandten Energien in einem gegebenen Punkte den Wert:

$$4 \sin^2\frac{\pi d}{\lambda}$$

mit dem oberen Grenzwert 4.

Das betrachtete richtungsfähige Luftgebilde kann also in einem gegebenen Punkte eine Energie ausstrahlen, die

viermal größer ist als diejenige von der entsprechenden vertikalen Antenne. Dieser Wert wird tatsächlich erreicht, wenn die beiden Antennen um eine Strecke gleich der halben Wellenlänge voneinander abstehen. Um gleiche Energieausstrahlungen in beiden Fällen zu erzielen, müßten die Antennen um eine Strecke gleich $^1/_6$ Wellenlänge voneinander abstehen.

Wegen der Hindernisse an der Oberfläche der Erde kennt man nicht genau die Beziehung zwischen der Reichweite einer Station und der ausgestrahlten Energie, oder zwischen dieser Reichweite und der Intensität des erzeugten elektromagnetischen Feldes.

In erster Annäherung kann man sagen, daß die Reichweite mit der Intensität des erzeugten elektromagnetischen Feldes oder mit der Quadratwurzel aus der ausgestrahlten Energie wächst.

Die Reichweite des betrachteten richtungsfähigen Luftgebildes ist also derjenigen der vertikalen Antenne überlegen; sie ist annähernd doppelt so groß.

Die experimentelle Bestätigung dieser Ermittelung ist von Kiebitz[1]) gegeben worden, da er in der Tat diese überlegene Reichweite der Anordnung mit zwei vertikalen Antennen konstatierte. Eine andere Klasse von Luftgebilden für gerichtete Telegraphie ist die im Jahrbuch **2**, 394, 1909 beschriebene IV. Klasse (Luftgebilde bestehend aus zwei gleichen Teilen von irgend einer Form, symmetrisch orientiert mit Bezug auf eine vertikale Achse und in entgegengesetzten Phasen schwingend), und sei auf die näheren Ausführungen daselbst verwiesen. Amplitude und Energie sind hier ersichtlich kleiner als im vorigen Falle. Eine praktisch vorzügliche Form dieser Klasse ist die auf den Stationen in Havre und Dieppe angewandte, bestehend aus der Dreieckform mit horizontaler Basis[2]); letztere betrug 58 m, die Höhe 45 m, die Wellenlänge 420 m.

Wir wollen eine annähernde Rechnung der Reichweite durchführen, welche man für diese Stationen hätte erhalten können, wenn an Stelle des dreieckigen Luftgebildes ein anderes angewendet worden wäre, bestehend aus vier vertikalen Antennen, jede 45 m hoch, aufgestellt in den vier Ecken eines Quadrates von 150 m Seitenlänge, was der Anwendung von zwei gleichen senkrechten richtungsfähigen Luftgebilden entspricht, jedes bestehend aus zwei vertikalen Antennen, die um eine Strecke gleich der halben Wellenlänge voneinander abstehen.

1) Franz Kiebitz, Verh. D. Phys. Ges. **10**, Nr. 23, 1908.
2) l. c. Jahrb. 1908.

In erster Annäherung können wir sagen, daß das bei den Versuchen benutzte dreieckige Luftgebilde gleichwertig ist einem Paar vertikaler Antennen von 45 m Höhe mit einem Abstande gleich der halben Dreiecksbasis (29 m). Wenn der Abstand eine halbe Wellenlänge betragen hätte, so würden Amplitude des elektromagnetischen Feldes und Reichweite diejenigen des wirklichen benutzten Luftgebildes, multipliziert mit

$$\frac{\sin \frac{\pi}{2}}{\sin \frac{29}{420}} = 4{,}5$$

gewesen sein.

Da die bei den Versuchen erzielte maximale Reichweite 180 km betrug, so würde die Reichweite für den supponierten Fall 810 km betragen haben; die entsprechende vertikale Antenne würde dann eine Reichweite von etwa 400 km erzielt haben, was ja mit der Erfahrung hinsichtlich vertikaler Antennen vollständig übereinstimmt.

Die gleiche Reichweite würde man bekommen haben mit vier vertikalen Antennen von 45 m Höhe, aufgestellt in den vier Ecken eines Quadrates von 50 m Seitenlänge, d. h. durch zwei gleiche, senkrechte richtungsfähige Luftgebilde, jedes bestehend aus zwei vertikalen Antennen mit einem Abstande von $^1/_6$ Wellenlänge.

Die gleichen Betrachtungen gelten für den Empfänger. Auch hier kommt man zu dem Schluß, daß die erzeugte elektromotorische Kraft bzw. die empfangene Energie in bzw. durch das betrachtete richtungsfähige Luftgebilde das doppelte, bzw. das vierfache der Werte bei der entsprechenden vertikalen Antenne betragen kann.

Eine interessante Deduktion ergibt sich aus diesen Beobachtungen. Angenommen zwei Stationen mit je einer vertikalen Antenne könnten unter sich bis auf eine Entfernung D verkehren. Wenn man jetzt die Antennen im Luftgebilde für gerichtete Telegraphie umändert, jedes bestehend aus zwei vertikalen Antennen, gleich der bisherigen Antenne, so wird in erster Annäherung die Reichweite auf $4D$ wachsen.

Die Reichweite eines Paares richtungsfähiger Luftgebilde, jedes bestehend aus zwei vertikalen Antennen, ist also erheblich überlegen derjenigen eines entsprechenden Paares vertikaler Antennen; sie ist approximativ viermal so groß.

Als großer Vorzug eines Luftgebildes für gerichtete drahtlose Telegraphie ist ohne Zweifel der, daß es, im Gegensatz zu den gewöhnlichen vertikalen Antennen, eine erheblich verschiedene Empfangsfähigkeit für Wellen von verschiedener Länge hat; es wird keine Wellen empfangen können, deren Länge sehr verschieden ist von einer Länge gleich dem doppelten Abstand der es bildenden vertikalen Antennen. Betrachten wir z. B. ein solches Luftgebilde bestehend aus zwei vertikalen Antennen mit einem Abstand von 150 m.

Die Amplitude der elektromotorischen Kraft, die in diesem Luftgebilde durch eine in derselben Ebene gelegene Senderstation erzeugt wird, wird den Wert haben:

$$2E \sin \frac{\pi d}{\lambda},$$

wo E die Amplitude der elektromotorischen Kraft ist, die in jeder vertikalen Antenne erzeugt wird. Wir nehmen als konstant an die

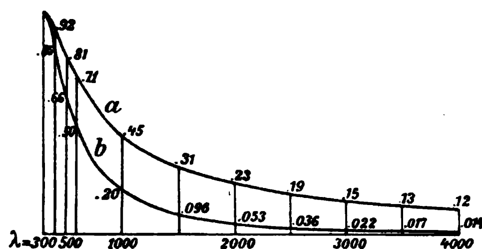


Fig. 6.

Intensitäten der elektromagnetischen Felder, die in der betrachteten Empfangsstation erzeugt werden durch Senderstationen von verschiedenen Wellenlängen. In Fig. 6 stellt die Kurve *a* graphisch das Gesetz der Variation der in dem richtungsfähigen Luftgebilde erzeugten elektromotorischen Kräfte als Funktion der differenten Wellenlängen dar, und die Kurve *b* die Energien, welche gemäß den differenten Wellenlängen empfangen werden können. Diese verschiedene Empfangsfähigkeit ist gleicherweise ein Charakteristikum der Luftgebilde Klasse IV (vgl. S. 521).

Die praktischen Versuche haben in der Tat dieses theoretische Resultat bestätigt; auf den Stationen in Havre und Dieppe konnten stets alle mittleren und kleinen Wellenlängen registriert werden, nicht aber die großen Wellen von Clifden und Eiffelturm, was aber sofort möglich wurde durch Benutzung einer gewöhnlichen vertikalen Antenne.

In der erhöhten Reichweite, Richtungsfähigkeit, selektive Empfangsfähigkeit und Richtungsbestimmung liegen also die Vorzüge der Luftgebilde für gerichtete Telegraphie.

Koppelung. Es sei noch gezeigt, daß die magnetische Koppelung zwischen der Gesamtheit der festen Spulen und der beweglichen Spule bei dem Radiogoniometer unabhängig ist von der Orientierung der letzteren.

Die Theorie zeigt[1]), daß der Koeffizient der gegenseitigen Induktion zwischen der beweglichen Spule und jeder der festen Spulen den Wert $M \cos \alpha$ hat, wo α der von den Achsen der beiden Spulen gebildete Winkel ist.

Die Wirkung eines Kreises auf einen anderen hängt bei gleicher Stromintensität vom Quadrat des Koppelungskoeffizienten ab[2]). Es sei l_1 der Selbstinduktionskoeffizient jedes festen Kreises, l_2 derjenige des beweglichen Kreises und M der gegenseitige Induktionskoeffizient, wenn die bewegliche Spule parallel mit einer der festen Spulen ist. Wenn die Achse der beweglichen Spule mit der Achse einer der festen Spulen den Winkel α bildet, so ist der Koppelungskoeffizient zwischen diesen beiden Spulen:

$$K_1 = \frac{M \cos \alpha}{\sqrt{l_1 l_2}}$$

und derjenige zwischen der beweglichen Spule und der anderen festen Spule:

$$K_2 = \frac{M \sin \alpha}{\sqrt{l_1 l_2}}.$$

Die Wirkung der beiden festen Spulen zusammen auf die bewegliche Spule ist proportional:

$$K_1{}^2 + K_2{}^2 = \frac{M^2}{l_1 l_2}$$

und folglich der Koppelungskoeffizient der Gesamtheit der festen Kreise und des beweglichen Kreises:

$$K = \frac{M}{\sqrt{l_1 l_2}}.$$

1) Bull. de la Soc. int. d. Él., Dezember 1908.

2) J. Zenneck, Elektromagnetische Schwingungen usw. S. 579.

Der Koppelungskoeffizient ist also konstant und folglich bleiben die Schwingungsbedingungen die gleichen, welches auch die Orientierung der beweglichen Spule sei. E.

(Eingesandt 16. April 1909.)

Apparat zum Empfang von radiotelegraphischen Zeitsignalen an Bord von Schiffen.[1]

Von **C. Tissot** und **Felix Pellin.**

In den Versuchen, die der eine von uns im Dezember 1907 ausführte, um festzustellen, bis zu welcher Annäherung man die Angaben eines Chronometers durch radiotelegraphische Zeitsignale, welche von der Station auf dem Eiffelturm ausgesandt wurden, empfangen könnte, haben wir mit Erfolg ein vereinfachtes Modell eines elektrolytischen Empfängers angewendet, welches wir dem Bureau des Longitudes in der Sitzung vom 22. Januar 1908 vorführten.

In der Folge sind wir dazu geführt worden, einige Detailverbesserungen auszubilden, um die Benutzung dieses Empfängers an Bord von Handelsschiffen möglichst bequem zu gestalten. Dieses neueste Modell stellen wir heute (2. November 1908) der Akademie vor.

Eine erste Vereinfachung ergibt sich aus dem Umstande, daß es sich praktisch nicht darum handeln kann, eine ganze Skala von Wellenlängen zu empfangen, sondern nur eine wohlbestimmte und immer gleiche Wellenlänge, z. B. nach unseren Annahmen die Wellenlänge der Eiffelturmstation. Die Empfangsanordnungen sind deshalb einfach so eingerichtet worden, um für diese Wellenlänge von etwa 1800 m eine Antenne abzustimmen, und zwar eine Antenne mit einem horizontalen Ast (bestehend aus 1 oder 2 parallelen Leitern) von einer totalen Länge von 50 bis 100 m, welche leicht auf allen Schiffen zu plazieren ist.

Die Koppelung konnte ziemlich fest gewählt werden; in der Tat verlangt es ein regulärer Dienst mit radiotelegraphischen Zeitsignalen im Prinzip, daß vorher zwischen den Stationen, welche stören können, gewisse Vereinbarungen getroffen werden. Obwohl man die Benutzung eines elektrolytischen Detektors (mit der Elektrodenform nach Wollaston,

1) Vergl. Journ. d. Phys. (4) 8, 117, 1909.

wie sie in dem dem Bureau des Longitudes vorgeführten Apparat sich befand und bei welcher die Anode fast gar nicht abgenutzt wird) vorausgesehen hat, ist doch der benutzte Detektor einer der thermoelektrischen Detektoren, wie wir sie kürzlich angekündigt haben.

Die Benutzung solcher Detektoren bedeutet eine große Vereinfachung der Empfangsanordnungen durch den Wegfall des Elementes und des Potentiometers. Im übrigen kann man in dem Apparat entweder von Detektoren mit geringem Widerstand, oder von solchen mit hohem Widerstand Anwendung machen. Für erstere (z. B. Tellur-Metall) wird die Installation noch vereinfacht, da es genügt, den Detektor in einen Strombauch zu legen und eine passende Selbstinduktion in die Antenne für die Abstimmung einzuschalten. Immerhin ist es vorzuziehen, sich eines Detektors mit hohem Widerstand zu bedienen (Kupferkies oder Kupfer-Indig), dessen Empfindlichkeit im allgemeinen größer ist, und die sekundäre Abstimmungsspule so anzuordnen, daß der Detektor in einen Spannungsbauch zu liegen kommt. Eine einfache Vorrichtung schützt den Detektor, indem man ihn bei Nichtbenutzung kurz schließt. Der Apparat kann mit einem Chronometer oder irgend einem anderen Zeitmesser benutzt werden; er würde aber natürlich nur ein praktisches Interesse beanspruchen, wenn dadurch die Beschaffung eines teuren Präzisionschronometers überflüssig würde. Wenn man im Auge hält, daß die Benutzung des Apparates die Existenz eines regulären Dienstes voraussetzt, der gestattet alle 24 Stunden wenigstens die Zeit des Fundamentalmeridians festzustellen, so muß es für ein Schiff, das mit der radiotelegraphischen Empfangsanordnung versehen ist, genügen, eine gute Uhr zu besitzen, um mit Sicherheit sich der Küste zu nähern. Man hat daher mit diesem Empfangsapparat einen Chronograph Le Roy verbunden, der die Vergleichsbeobachtungen erleichtert und als tägliche Seeuhr hinreichend zuverlässig ist. (Aus dem Französischen. E.)

(Eingesandt 27. März 1909.)

Elektro-akustische Methode zur Ermittelung von Entfernungen zur See.

Die Ann. d. Elektrot. (Heft 3) berichten nach dem Scientific American (vgl. El. Rev. and Western Electrician Nr. 24, 910, 1908) über folgenden Vorschlag. Debrix hat eine Methode angegeben, um die Entfernung von solchen Schiffen zu ermitteln, welche wegen Dunkel-

heit, Nebel oder zwischenliegenden Objekten nicht gesehen werden können. Die Methode gründet sich auf den Unterschied in der Fortpflanzungsgeschwindigkeit akustischer und elektrischer Wellen. Als Empfangsstation ist ein Leuchtturm oder eine Semaphorstation an der Küste gedacht; über ein Ziffernblatt bewegt sich vermittels eines Uhrwerkes ein Zeiger, so daß pro Sekunde ein Teilstrich zurückgelegt wird. Das Uhrwerk wird durch Hertzsche Wellen ausgelöst, welche man gleichzeitig mit Schallwellen (Kanonenschuß, Sirene oder Pfeife) vom Schiffe abschickt. Wenn die Hertzschen Wellen praktisch augenblicklich ankommen, so kann angenommen werden, daß der Zeiger zur gleichen Zeit sich zu bewegen beginnt, in der die Schallwellen das Schiff verlassen. Der Beobachter am Ufer sieht fortgesetzt auf den Zeiger und notiert dessen Stellung in dem Augenblick, in dem der Schall an sein Ohr schlägt. Die Entfernung des Schiffes wird dann erhalten, indem man die Anzahl der vom Zeiger zurückgelegten Teilstriche mit der Schallgeschwindigkeit (etwa 330 m pro Sekunde) multipliziert. Die Stellung des Schiffes kann mit größerer Genauigkeit ermittelt werden, wenn die Schallsignale von zwei Küstenstationen aufgenommen werden, die miteinander in telegraphischer oder telephonischer Verbindung stehen. Ist die Entfernung einer jeden Station vom Schiffe bestimmt, so ergibt sich die Lage des Schiffes, indem man auf der Karte nun die Stationen als Mittelpunkte, Kreisbögen mit den gefundenen Entfernungen als Radien beschreibt. Der Schnittpunkt gibt die Lage des Schiffes an. Das so ermittelte Resultat kann nun nach dem Schiff telegraphiert werden. — Noch besser ist es, von der Kette der Küstenstationen aus in regelmäßigen Intervallen gleichzeitig Hertzsche Wellen und Schallsignale abzugeben (die Stationen sollen sich in den Signalen unterscheiden). Jedes Schiff, das mit dem vorstehend angegebenen Empfangsapparat versehen ist, kann dann jederzeit seine Lage bestimmen und sicher den Weg in den Hafen finden.

(E.)

(Eingesandt 6. April 1909.)

Seenot und drahtlose Telegraphie.

Die Elektrotechnische Zeitschrift (**30**, 164, 214, 1909) berichtet:

Der aus Anlaß des Unfalls der „Republik“ eingebrachte Gesetzentwurf betreffend funkentelegraphische Anlagen auf Ozeandampfern, ist vom Repräsentantenhaus der Vereinigten Staaten angenommen worden.

Danach müssen binnen Jahresfrist alle Ozeandampfer, die Passagiere an Bord haben und amerikanische Häfen berühren, mit solchen Einrichtungen versehen sein. Die Nichtbefolgung dieser Vorschrift zieht Bestrafung mit Gefängnis bis zu einem Jahre und Geldstrafe bis zu 3000 Dollar nach sich.

Der Erlaß einer entsprechenden Bestimmung für den Seeverkehr der anderen Länder ist gewiß wünschenswert. (E.)

(Eingesandt 27. März 1909.)

Die Elektrot. Ztschr. **30**, 289, 1909 berichtet nach L'Elettricista (**8**, 30, 1909):

Die italienische Regierung hat einen Gesetzentwurf zur Regelung der drahtlosen Telegraphie und Telephonie eingebracht. Danach ist die Errichtung und der Betrieb funkentelegraphischer Anlagen (sowie der Anlagen zur drahtlosen Energieübertragung) in Italien und den Kolonien der Regierung vorbehalten. Konzessionen an Private können unter Bedingungen, die die Regierung festsetzt, erteilt werden. Wenn eine Privatanlage die staatlichen Stationen stört oder den technischen Anforderungen nicht entspricht, ist die Regierung zur Zurücknahme der Konzession berechtigt. Auch aus sonstigen Gründen kann der Staat jederzeit gegen Entschädigung den Betrieb von Privatanlagen übernehmen oder sie ankaufen. Es soll eine permanente Kommission gebildet werden, die der Regierung beratend zur Seite steht; in allen Streitigkeiten über Angelegenheiten technischer Art entscheidet sie selbständig und endgültig. Zuwiderhandlungen gegen das Gesetz werden mit 400 bis 2000 Lire Geldstrafe, Haft bis zu 1 Jahr und Einziehung der Apparate bedroht. Wenn jemand den Betrieb einer funkentelegraphischen Anlage stört, finden auf ihm die Bestimmungen des Strafgesetzbuches betreffend die Störung von Telegraphenanlagen Anwendung. Nach El. Rev. **64**, 340, 1909 (vgl. Elektrot. Ztschr. **30**, 289, 1909) wird beim britischen Handelsamt bereits der Erlaß eines Gesetzes erwogen, wonach alle britischen Ozeandampfer mit funkentelegraphischen Anlagen ausgerüstet sein sollen. Gegenwärtig befinden sich solche Anlagen auf 70 englischen Schiffen. (E.)

(Eingesandt 6. April 1909.)

Funkentelegraphie und Witterungskunde.

Ergebnisse einer Studienreise im August 1908.

Von **P. Polis,** Direktor des Meteorologischen Observatoriums zu Aachen.

Mit 5 Tafeln.

Die ersten praktischen Versuche über die Verwendbarkeit der drahtlosen Telegraphie für die Witterungskunde haben im Jahre 1900 die Amerikaner gemacht, und zwar das Wetterbureau der Vereinigten Staaten in Washington. Sodann hat im Jahre 1904 die englische Zeitung „Daily Telegraph" den Vorschlag unterbreitet, allen Dampfern, die mit Apparaten für Funkentelegraphie ausgerüstet sind, den Auftrag zu geben, die auf der Fahrt angestellten meteorologischen Beobachtungen, sobald Verbindung mit einer Empfangsstation auf dem Festlande hergestellt sei, durch Funkenspruch zu übermitteln. Es erschienen nun kurze Zeit darauf von seiten des „Daily Telegraph" Witterungsbeobachtungen vom Atlantischen Ozean und auch Witterungsankündigungen für das westliche Europa.

Die Folge war, daß die Internationale Meteorologische Konferenz [1]), die im September 1905 zu Innsbruck tagte, sich mit diesem Gegenstand näher befaßte. Dadurch wurde die Angelegenheit an das Internationale Meteorologische Komitee verwiesen; ferner sind seitens des englischen Meteorologischen Instituts durch dessen Direktor Shaw ebenfalls Versuche in den letzten Jahren angestellt worden, und zwar unter Benutzung der Beobachtungen englischer Kriegsschiffe.

Jedoch schon seit dem Jahre 1905 ist seitens des amerikanischen Wetterbureaus ein vollständiger Dienst für die amerikanischen Küsten organisiert worden, indem dasselbe von allen über den Atlantischen Ozean fahrenden Schiffen, welche mit Funkenapparaten ausgerüstet sind, die Beobachtungen durch Vermittelung der Funkenstationen an den kanadischen und amerikanischen Küsten erhielt. Der Zweck dieser Meldungen war, die durch das Wetterbureau täglich ausgegebene Wetterkarte der ganzen Nordhemisphäre durch diese Beobachtungen zu ergänzen. Da jedoch die barometrischen Tief- und Hochdruckgebiete meist eine westöstliche Bahn haben, also von Amerika nach

1) P. Polis: „Vorschläge bezüglich der Erweiterung des wettertelegraphischen Netzes auf die östlichen Teile des Atlantischen Ozeans." Bericht über die Internationale meteorologische Konferenz in Innsbruck im September 1905. Wien 1906.

dem Atlantischen Ozean, bzw. nach Europa, ziehen, so haben derartige Meldungen für das amerikanische Wetterbureau nur einen geringeren Wert; aus diesem Grunde sind sie auch in dem Jahre 1908 eingestellt worden.

Gelegentlich meiner Studienreise[1]) nach den Vereinigten Staaten, die ich im Auftrage des Herrn Ministers für Landwirtschaft, Domänen und Forsten im Sommer und Herbst 1907 unternahm, um die meteorologische Organisation in der Union näher kennen zu lernen, habe ich die ersten praktischen Versuche dieser Art angestellt. Diese Versuche beschränken sich jedoch auf die Übertragung meteorologischer Beobachtungen von Schiff zu Schiff; dabei ergab sich, daß die Übermittelung derartiger Beobachtungen eine recht einwandfreie ist. Ferner gelang es, unter Berücksichtigung der an Bord angestellten Beobachtungen sich über die tägliche Wetterlage zu unterrichten.

1. Funkenapparate an Bord und Empfangsstationen.

Für den Atlantischen Ozean kommen im allgemeinen nur die beiden Systeme der Deutschen Telefunken-Gesellschaft und der Marconi International Marine Communication Company in Betracht. Mit ersteren Apparaten sind die deutschen Schiffe ausgerüstet, welche nach Südamerika fahren. Marconiapparate hingegen besitzen fast sämtliche großen Personendampfer, die über den Atlantischen Ozean nach Nordamerika fahren.

Die Deutsche Telefunken-Gesellschaft hat ihre Empfangsstationen an den deutschen Küsten, wie in Norddeich, sowie ferner die Großstation in Nauen, 40 km von Berlin entfernt. Letztere Station vermag die elektrischen Wellen bis auf eine Entfernung von 3000 km hinzusenden. Sie beherrscht daher nach Westen den Atlantischen Ozean bis etwa zu 35° westlicher Länge. Viel günstiger für den Atlantischen Ozean sind aber die Funkenstationen der Marconi-Gesellschaft gelegen, da sie in Europa an den englischen Kanalküsten, so Crookhaven, Lizard, Poldhu, Clifden u. a. in Amerika auch an den kanadischen Küsten und Cape Sable, Cape Cod, Cape Breton aufgestellt sind. Die beiden ersteren sind schwächere Gebe- und Empfangsstationen, wohingegen Poldhu und Clifden die Wellen bis 3000 km und mehr

1) Der Wetterdienst und die Meteorologie in den Vereinigten Staaten von Amerika und in Kanada; Studienreise, Berichte über Landwirtschaft, herausgegeben im Reichsamte des Innern. Berlin 1908. P. Parey.

Entfernung senden können. Sie vermögen daher Funkensprüche von Europa bis zu 45° westlicher Länge zu geben. Auch die Stationen Cape Cod und Cape Breton sind starke Gebestationen; hierdurch stehen die überseeischen Dampfer während der ganzen Reise von Europa nach Amerika und umgekehrt in Verbindung mit dem Festlande. Fig. 1 (Tafel III) gewährt eine Übersicht der Funkenstationen an den Kanal- und amerikanischen Küsten. In ihr sind auch die Reichweiten der Funkenstation Nauen wie auch die Entfernungen, in denen die von der „Kaiserin Auguste Viktoria“ aufgegebenen Telegramme die Funkenstation Clifden erreichten, angegeben. Auf große Entfernungen können nach den bisherigen Einrichtungen die Funkentelegramme nur von den starken Gebestationen an Land den Schiffen zuerteilt werden; umgekehrt hingegen besitzen die Funkensprüche von Schiff zu Schiff, bzw. vom Schiff zum Lande, nur eine Reichweite von höchstens 800 km. Die Reichweite für kleinere Schiffe beträgt 300 bis 500 km, für größere dagegen 600 bis 800 km.

2. Ergebnisse der Studienreise auf dem Atlantischen Ozean im Jahre 1908.

Die im Jahre 1907 ausgeführten Versuche der Übermittelung meteorologischer Beobachtungen durch drahtlose Telegraphie wurden nun im August 1908 in erweitertem Maßstabe wieder aufgenommen, wozu in liebenswürdigster Weise einerseits die Direktion der Hamburg-Amerika-Linie, vor allem Herr Generaldirektor Ballin, andererseits die Marconi-Gesellschaft und deren Direktor, Herr Travailleur, die Hand boten. Es wurde für diesen Monat direkt eine eigene Organisation geschaffen. Diese Versuche wurden an Bord des Dampfers „Kaiserin Auguste Viktoria“ auf der Reise Hamburg—New York vom 6. bis 15. und New York — Hamburg vom 20. bis 28. August angestellt. Von jedem Schiff, welches den Kurs der „Kaiserin Auguste Viktoria kreuzte, wurden die Beobachtungen erbeten. Fig. 2 (Tafel IV) gibt eine Übersicht der Schiffe mit Funkenapparaten für den Atlantischen Ozean im Monat August 1908. Fig. 3 (Tafel V) zeigt die Schiffsstandorte auf dem Atlantischen Ozean am 16. August 1908. Die von Schiff zu Schiff übermittelten Beobachtungen bezogen sich auf Zeit, Position, geographische Breite und Länge, Barometerstand, Temperatur des Wassers und der Luft, Windrichtung und Windstärke. Die Meldungen eines derartigen Telegramms seien hier mitgeteilt:

„Kronprinzessin Cecilie“ (Norddeutscher Lloyd) 9. August, abgegeben 5[10] Uhr V., aufgenommen 5[20] Uhr V. Gr.Zt.

	Position		Temperatur			
	Länge	Breite	Luftdruck	Luft	Wasser	Wind
8. August 12 Uhr Mitt.	26° 48′	47° 35′	772,6	19,7	20,0°	SE 1
9. „ 4 „ V.	18° 55′	48° 55′	769,8	16,5	18,0°	N 1

Keine Eisberge.

Außerdem wurden vom Meteorologischen Observatorium zu Aachen die Beobachtungen der meteorologischen Stationen an den britischen und französischen Küsten durch Vermittelung der Marconistation Clifden an der irischen Küste täglich übermittelt, was bis vier Tage nach der Abfahrt von Cherbourg auf eine Entfernung von etwa 3000 km von der englischen Küste (Fig. 1) aus gelang. Die Übermittelung derartiger Telegramme, und gerade die der Ziffern, selbst bis zu einer Entfernung von 3000 km, erwies sich als in jeder Weise einwandfrei. So sei das am 12. August 1908 aufgenommene Telegramm hier im Wortlaut mitgeteilt:

Aachen Observatorium aufgegeben 11. August 9[55] Uhr V. M.E.Zt.
Nach Clifden: 62613 26327 63126 64526 70928 68930 69532
„Kaiserin Auguste Viktoria“ aufgenommen 12. August 1[30] Uhr V. Gr.Zt.
43° N. Br. 45° 37′ W. Lg.: 62613 26327 63126 64526 70928 68930 69532

Entziffert:	Aachen Observatorium . . .	762,6 m	13° WNW 3
	Stornoway	763,1 m	WNW
	Malin Head	764,5 m	WNW
	Valencia	770,9 m	NW
	Scilly	768,9 m	NNW
	St. Mathieu	769,5 m	N

Sobald der Dampfer in Reichweite der amerikanischen Funkenstationen gelangte, wurden die Wettertelegramme von dem amerikanischen Wetterbureau zu Washington aufgenommen, die sich jedoch weniger gut in der Übertragung erwiesen, was auf die Anwendung des Wörterkodes zurückgeführt werden muß, der sich offenbar zu der Übertragung durch Funkenspruch weniger gut als die Ziffern eignet. Hingegen war die Zeitdauer eine weit geringere; so gelang es, von Washington bis zum Schiffe unter Vermittelung der Funkenstation Sable-Island Telegramme in 31 Minuten aufzunehmen.

Ferner wurden an den ersten Tagen der Ausreise wie an den letzten auf der Rückreise die an Bord angestellten meteorologischen Beobachtungen sowie auch verschiedene, die von anderen Schiffen der „Kaiserin Auguste Viktoria“ übermittelt waren, durch Verwendung des Ziffernkodes an die Dienststelle nach Aachen abgegeben. Ein solches Telegramm sei ebenfalls im Wortlaute wiedergegeben:

„Kaiserin Auguste Viktoria“ aufgegeben 26. August 11^{45} Uhr V. Gr.Zt.
18° N. Lg. 50° N. Br. Crookhaven,
Dienstag: 14286 62030 28479
Mittwoch: 09304 57018 19495 14325 55017 18490
Aachen Observatorium aufgenommen 27. August 2^{58} Uhr V. Gr.Zt.

Entziffert:	Dienstag, 25. Aug.	2 Uhr N.	NW 6	762,0	20° 28′ W. Lg.	47 N. Br.
	Mittwoch, 26. „	2 „ V.	NNW 4	757,0	18° 19′ „	49 „
	„ 26. „	9 „ N.	N 5	755,0	17° 18′ „	49 „

Die ersten zwei Tage der Ausreise konnten diese Telegramme direkt den Funkenstationen der Kanalküsten übermittelt werden; dadurch war die Zeitdauer eine geringere. Vom 10. bis 13. wurden sie jedoch unter Vermittelung anderer Schiffe weiterbefördert. Es gelang die Übermittelung der Beobachtungen nach Aachen bis auf die Hälfte des Ozeans; jedoch betrug alsdann die Zeitdauer zwei volle Tage. Die auf der Rückreise abgegebenen Telegramme brauchten vom Schiff nach Aachen im Höchstfalle nur 3 Stunden. In einem Falle gelang es sogar, die Übermittelung vom Schiff bis nach Aachen in der Zeit von 1 Stunde und 44 Minuten zu machen; bei Übertragung von Schiff zu Schiff in 18 bis 24 Stunden.

3. Wetterkarten für den Atlantischen Ozean.

Auf Grund des einlaufenden Materials, einmal der Beobachtungen von Schiffen, ferner derjenigen der Stationen an den Kanalküsten und den amerikanischen Küsten, die über Aachen oder Washington mitgeteilt wurden, konnten täglich Wetterkarten für Teile des Atlantischen Ozeans entworfen werden. Als weitere Stützpunkte dienten dann noch die an Bord der „Kaiserin Auguste Viktoria“ selbst angestellten meteorologischen Beobachtungen. Es sind dies die ersten auf Grund von täglich einlaufendem telegraphischen Material an Bord eines Schiffes entworfenen Wetterkarten. Hierselbst sind abgebildet die Wetterkarten auf der Ausreise vom 10. bis 13. und auf der Rückreise vom 22.—25. August (Fig. 4 u. 5 [Tafel VI u. VII]). Bei der Ausreise am 9. August lag ein Tiefdruckgebiet nordwestlich der britischen Inseln, ein Hochdruckgebiet in der Umgebung der Azoren, und da die südlichere Bahn befahren wurde, so blieb der Dampfer bis zum 11. August im Bereiche des azorischen Hochdruckgebietes. Am 11. zog in der Umgebung der Neufundlandsbänke ein flaches Tiefdruckgebiet vorüber, das in der Wetterkarte des entsprechenden Tages angedeutet ist. Mit der Annäherung an den amerikanischen Kontinent nahm der Luftdruck langsam ab, am 13. August befand sich ein Tiefdruckgebiet über den kanadisch-amerikanischen Seen.

Bei der am 1. Oktober in Hamburg stattfindenden Sitzung des Reichskuratoriums für den Wetterdienst war die drahtlose Telegraphie als Hilfsmittel für die Witterungskunde der Gegenstand lebhafter Erörterungen; der Versammlung, an der Vertreter vom Reichsamt des Innern, vom Reichspostamt und Reichs-Marine-Amt teilnahmen, wurden sowohl die Telegramme als auch die an Bord entworfenen Originalkarten nebst den internationalen Dekadenberichten von August durch Berichterstatter vorgelegt. Das Ergebnis dieser Beratungen war die Wahl einer besonderen Kommission für die Angelegenheit, der die weiteren Vorbereitungen für die Fortsetzung eines dreimonatlichen Versuches der Übermittelung solcher Nachrichten vom Ozean nach dem Lande obliegen.

Inwieweit die Nachrichten vom Ozean der praktischen Witterungskunde nützen werden, bleibt natürlich der Zukunft vorbehalten. Diese Versuche haben jedenfalls den folgenden Nachweis erbracht:

1. Es ist möglich, auf eine Entfernung von 600 bis 700 km von den Kanalküsten entfernt Wettertelegramme ohne Verstümmelung zu den Funkenstationen zu befördern.

2. Die Zeitdauer vom Schiff über eine Funkenstation nach Deutschland ist eine verhältnismäßig geringe (2 bis 3 Stunden), und sie wird noch geringer werden, wenn eine internationale Vereinbarung die Beschleunigung derartiger Telegramme auf dem Lande herbeiführt.

3. Der Versuch, Telegramme durch andere Schiffe nach dem Lande zu befördern, hat in bezug auf die Übertragung der Beobachtungen (Richtigkeit in der Übertragung der Ziffern) gute Resultate gezeitigt, indem keine Verstümmelung vorkam. In bezug auf die Zeitdauer bleibt jedoch noch manches zu wünschen übrig, aber immerhin war

Schiff	Telegramm	Barometer	Wind	Wetter
Kaiser Wilhelm II. (Norddeutscher Lloyd)	seventh 50286 68107	750,0	NW 6	—
Mauretania (Eunard Gine)	seventh 33163 93893	746,2	N 6	wolkig
Kaiserin Auguste Viktoria (Hamburg-Amerika-Linie) . .	fourth 74324 29704	774,0	N 4	—

Die weiteren Einzelheiten können naturgemäß erst nach Ablauf der Versuchszeit bekanntgegeben werden.

es möglich, ein Telegramm bei einer Entfernung von 1800 km auf dem Ozean von den Kanalküsten in etwa 24 Stunden nach Aachen zu befördern.

4. Es konnten täglich Wetterkarten auf See selbst entworfen werden.

Inzwischen sind in Gemeinschaft mit England von seiten der Deutschen Regierung Versuche in der Übermittelung von Witterungsnachrichten vom Atlantischen Ozean nach Europa angestellt worden. Während die vom Referenten gemachten Versuche sich im wesentlichen auf die Übermittelung der Witterungsnachrichten und deren Verwendbarkeit auf See beschränkt haben, sollen die diesjährigen Versuche sich auf die Verwendbarkeit der Witterungsnachrichten vom Ozean für die ausübende Witterungskunde in Europa beziehen. Die Versuche werden vom 1. Februar bis 30. April angestellt, und zwar teilen sowohl die englischen wie die deutschen Schiffe, welche mit Funkenapparaten der Marconi-Gesellschaft ausgerüstet sind, ihre Beobachtungen von 7 Uhr morgens und 6 Uhr abends nach Greenwicher Zeit den Funkenstationen an der irischen Küste mit. Das Versuchsfeld ist bis zum 45. Längengrad auf dem Atlantischen Ozean ausgedehnt worden; allerdings werden die Beobachtungen von Schiffen, welche weiter als 600 km entfernt sind, nur von Schiff zu Schiff übermittelt, sie kommen hierdurch oft mehrere Tage später an. Dieselben werden alsdann von den Funkenstationen Crookhaven und Malin-Head in Irland aufgenommen und von dort an das Meteorologische Institut nach London, sowie an die Deutsche Seewarte nach Hamburg und an das Observatorium nach Aachen mitgeteilt. Einige Nachrichten sind nachstehend wiedergegeben:

Position	Entfernung von der Küste	Zeit der Beobachtung	Crookhaven ab	Aachen an	Dauer der Übermittelung
13°Lg., 50° Br.	ca. 350 km	7/3, 6 p Gr.Zt.	7/3, 7^{45} p Gr.Zt.	7/3, 8^{30} p Gr.Zt.	2 Std. 30 Min.
13°Lg., 52° Br.	ca. 230 km	7/3, 6 p Gr.Zt.	7/3, 7^{33} p Gr.Zt.	7/3, 8^{30} p Gr.Zt.	2 Std. 30 Min.
37°Lg., 46° Br.	ca. 2100 km	4/3, 7 a Gr.Zt.	7/3, 5^{06} p Gr.Zt.	7/3, 6^{44} p Gr.Zt.	83 Std. 44 Min.

(Eingesandt 19. März 1909.)

Nach-

zum Verzeichnis der deutschen Funken-

a) Küsten-

Namen	Nationalität	Geographische Lage (Meridian von Greenwich)	Rufzeichen	Normale Reichweite km	F. T.-System
					α. Nachzu-
Amrumbank, Feuerschiff[1]	Deutsch	Nordsee 7° 53′ 12″ O. Lg. 54° 33′ 12″ N. Br.	faf	50	de Forest

β. Abzu-

Eider, Feuerschiff . . . . . In Spalte 8 ist der Hinweis auf die Bemerkung 2) zu

» . . . . . In Spalte 9 ist hinter »Beschränkter öffentlicher Ver-
Am Fuß Seite 209 ist die Bemerkung 2) zu streichen.

[1]) Funkentelegraphischer Verkehr mit Schiffen in See nur in Fällen der Seenot. Für Telegramme, die funkentelegraphisch nur zwischen dem Feuerschiff und dem Festlande befördert werden, wird außer den gewöhn-

trag I

telegraphenstationen und ihrer Verhältnisse.

stationen.

Art d. Empfangs-apparate (Schreib-, Hör-apparate o. a.)	Wellenlängen (die normale Wellenlg. ist unterstrichen) m	Art des Verkehrs, dem die Station dient	Dienst-stunden	Küstengebühr mit Angabe der Mindestgebühren
tragen (Seite 208/9).				
Schreibapparat und Hörapparat	600	Beschränkter öffentlicher Verkehr mit Helgoland	Ununter-brochen	15 Pf. für d. Wort, mindest. 1 M. 50 Pf. f. ein Telegramm [1])
ändern (Seite 208/9).				
ersetzen durch $\frac{600}{300}$				
kehr« zuzusetzen: »mit Helgoland«.				

lichen Telegrammgebühren für die Beförderung auf den Landlinien nur ein fester Zuschlag von 80 Pf. für jedes Telegramm erhoben.

b) Bord-

Namen	Nationalität	Unterscheidungszeichen des internationalen Signalbuchs	Heimatshafen	Rufzeichen	Normale Reichweite km

1. Kriegs-

Leer.

2. Handels-

α. **Nachzu-**

Prinz Friedrich Wilhelm[1]	Deutsch	QJPF	Bremen	d k f	300
Pretoria[2]	»	RKTS	Hamburg	d d t	300
Admiral von Tirpitz[2]. . .	»	RNQC	»	d t p	300

β. **Zu**

Cap Frio	mit sämtlichen Angaben.

γ. **Abzu-**

Großer Kurfürst	In Spalte 5 ist d g f zu ersetzen durch d k g.
President Lincoln	In Spalte 3 ist RKTS zu ersetzen durch RPMD.
»	In Spalte 5 ist d d t zu ersetzen durch d d i.
König Friedrich August .	In Spalte 5 ist d k f zu ersetzen durch d f r.
König Wilhelm	In Spalte 1 ist hinter »König Wilhelm« hinzufügen: II.
»	In Spalte 5 ist d k g zu ersetzen durch d d k.
Großherzog von Oldenburg	In Spalte 10 ist »Allgemeiner öffentlicher Verkehr« zu
Senator Holthusen.	Am Fuß Seite 219 ist die Bemerkung »[5]) Fischereigesellschaft in Cuxhaven«.

[1]) Norddeutscher Lloyd in Bremen.

stationen.

F. T.-System	Art der Empfangsapparate (Schreib-, Hörapp. o. a.)	Wellenlängen (die normale Wellenlänge ist unterstrichen) m	Art des Verkehrs, dem die Station dient	Dienststunden	Bordgebühr mit Angabe der Mindestgebühren

schiffe.

schiffe.

tragen (Seite 214/218).

Marconi	Hörapparat	120 300 600	Allgemeiner öffentlicher Verkehr	Während der Fahrt ununterbrochener Dienst	35 Pf. für das Wort, mindestens 3 M. 50 Pf. für ein Telegramm
»	»	300 600	»	»	»
Telefunken	Schreib- und Hörapparat	300	Besonderer Verkehr zu Versuchszwecken	Nach Bedarf	—

streichen.

ändern.

ersetzen durch »Besonderer Verkehr für den Dienstbetrieb des Schiffes«.
inspektion in Cuxhaven« zu ersetzen durch »[5]) Cuxhavener Hochseefischerei-Aktien-

[5]) Hamburg-Amerika-Linie in Hamburg.

(Eingesandt 31. Januar 1909.)

Patentschau.

Von **H. Eales.**

---

4. Empfängerschaltungen.

(Fortsetzung.)

Einen Fritter betrifft das D. R. P. Nr. 206622 der C. Lorenz Aktiengesellschaft in Berlin. Der Anspruch lautet:

Mit unendlich großem Anfangswiderstand arbeitender Fritter für die Zwecke der Hochfrequenztechnik, insbesondere für die Zwecke der Strahlentelegraphie und -telephonie, dadurch gekennzeichnet, daß die eine Elektrode und das Füllpulver aus der Legierung eines edlen mit einem nichtedlen Metall besteht und die andere Elektrode aus Magnalium hergestellt ist. Das D. R. P. Nr. 201554 von Ed. Branly und H. Laurent in Paris, für welches die Priorität vom 9. Juni 1906 auf Grund der Anmeldung in Frankreich anerkannt ist, betrifft einen bei feststehenden und beweglichen Stationen anwendbaren Radiokonduktor mit auf einer Stahlscheibe aufruhenden Kontaktstangen. Diese Stangen (*c* in Fig. 20) bestehen aus zwei an ihren oberen Enden ohne nennenswerte Reibung derart aufgehängten Säulchen, daß sie eine geneigte Lage zu der Stahlscheibe (*a*) innehalten; jede der Stangen kann sich frei um eine wagerechte Achse (*f*) drehen, die an einer um eine senkrechte Achse (*h*) drehbaren Plattform (*g*) befestigt ist. Eine Glocke (*l*), aus welcher die Luft entfernt wird, bedeckt die auswechselbaren Teile (Scheibe und Säulchen).

Dr. A. G. Rossi in Turin hat sich unter Nr. 200659 ein Verfahren zum Anzeigen von elektromagnetischen Wellen schützen lassen, welches dadurch gekennzeichnet ist,

> „daß ein in der Richtung des Kraftflusses in einem konstanten, longitudinal magnetischen Felde ausgespannter Eisendraht (*a a* in Fig. 21), der von einem zirkular periodischen Felde derart beeinflußt wird, daß er dauernd Torsionsschwingungen ausführt, den elektrischen Wellen ausgesetzt wird, wobei die Amplitude der Torsionsschwingungen in beliebiger Weise abgelesen werden.“

Das konstante longitudinal magnetische Feld ist in Fig. 21 durch CD $(+\ -)$ angedeutet, das zirkular periodische Feld durch $\sim$ und die Wickelung für die elektrischen Schwingungen durch $\alpha\beta$.

Einen Empfänger mit einer gespannten und den elektrischen Wellen ausgesetzten Eisensaite betrifft auch das D. R. P. Nr. 198245 von A. Artom in Turin, auf welches jedoch mangels Raumes hier nicht näher eingegangen werden kann. Auch das D. R. P. Nr. 197026 von Lori in Padua und Solari in Loreto (Italien) kann hier nur

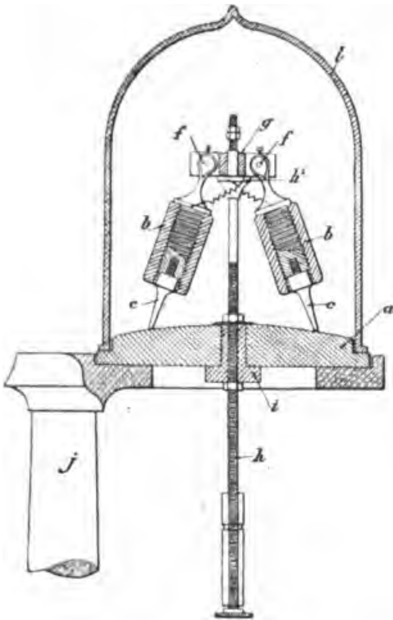


Fig. 20.

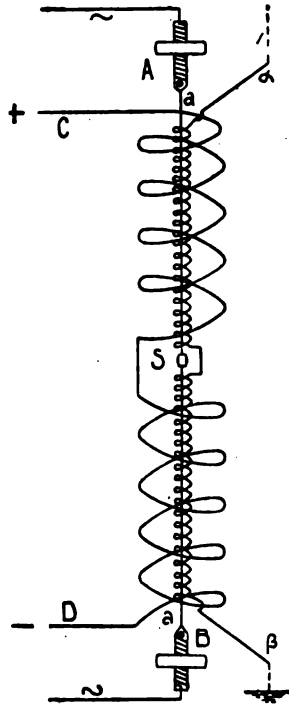


Fig. 21.

erwähnt werden. Es betrifft eine eigenartige und sinnreiche Anordnung eines Saitenempfängers nach Art der Oszillographen, bzw. eine besondere Art der Fadenaufhängung und Fadenspannung.

5. Luftleiteranordnungen, Hilfseinrichtungen und Einzelteile.

G. Reuthe in Berlin und The Amalgamated Radio Telegraph Co. Ltd. in London haben ein D. R. P. Nr. 205169 erhalten auf eine Luftdrahtanordnung mit veränderlicher Eigenschwingung.

Dieses Luftdrahtgebilde besteht aus mehreren Elementen, und dadurch, daß man eine beliebige Zahl dieser Elemente in die Zone des Strombauches oder die des Spannungsbauches verlegt, kann man stufenweise eine Veränderung seiner Eigenschwingung erzielen. Fig. 22, 23, 24 und 25 zeigen schematisch im Aufriß und Grundriß die extremen Fälle der möglichen Schaltungen.

J. Murgas in Wilkes-Barre (Penns., V. St. A.) schlägt vor, D. R. P. Nr. 196751, an Stelle der Luftleiter, d. h. der in die Höhe geführten Drähte, diese Drähte in Schächte in das Erdinnere zu versenken (zweckmäßig in mit Isolationsröhren umgebene Schächte). Er glaubt, daß damit die Schwingungsimpulse wirksamer hervor-

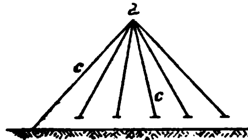


Fig. 22.

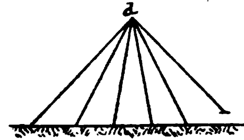


Fig. 23.

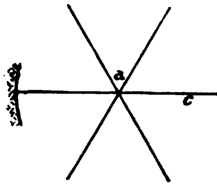


Fig. 24.

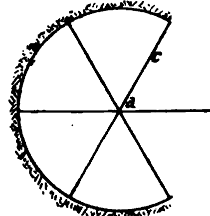


Fig. 25.

gebracht und deutlicher vernehmbar als bisher gemacht werden; auch könnten Erdbeben keinen zerstörenden Einfluß mehr auf die Stationen ausüben.

Ein Variometer in Verbindung mit gruppenweise regelbarer Selbstinduktion betrifft das D. R. P. Nr. 205534 der Amalgamated Radio Telegraph Co. Ltd. in London. Es ist dadurch gekennzeichnet, daß zwei auf Kugelflächen oder ähnlich gestaltete Körper gewickelte Spulen (a_1 a_2 in Fig. 26), welche gegeneinander beweglich sind, mit mehreren festen Spulen (b_1 b_2 b_3), von denen jede eine gleiche oder etwas geringere Selbstinduktion besitzt, als dem maximalen Wert der Selbstinduktion des Variometers entspricht, in Reihe geschaltet werden können, zum Zwecke, um über einen großen Bereich regelbarer Selbstinduktion verfügen zu können.

Eisensteins D. R. P. Nr. 205494 betrifft einen Luftleiter, bei welchem am oberen Ende in bekannter Weise eine große beliebig ausgestaltete Zusatzkapazität (5 in Fig. 27) angeordnet ist. Um hierbei

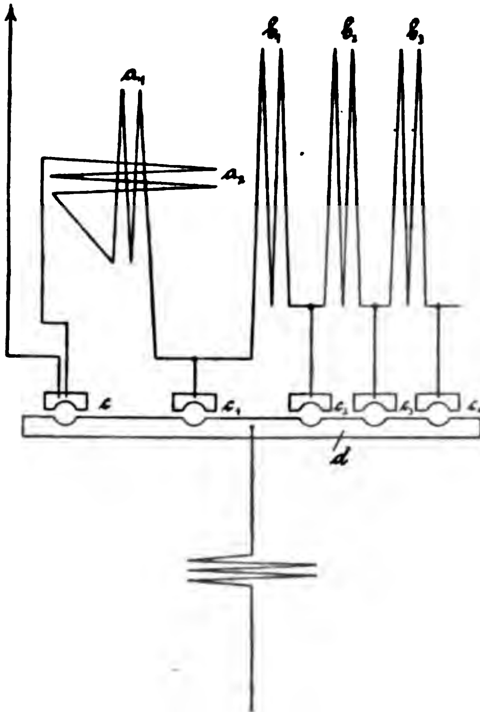


Fig. 26.

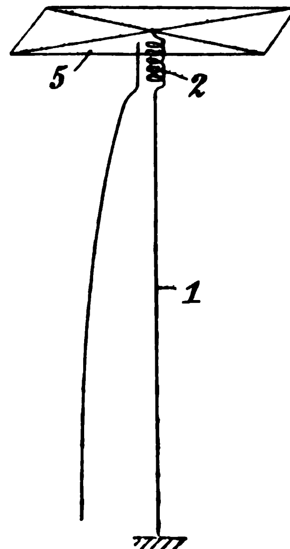


Fig. 27.

eine Vergrößerung der Wellenlänge ohne nachteiligen Einfluß auf die Fernwirkung zu erzielen, schlägt er vor, eine Selbstinduktion (2) in Form einer Verlängerungsspule am oberen Ende des Luftleiters dicht unter der Zusatzkapazität (5) einzuschalten.

(Eingesandt 14. Februar 1909.)

Briefe an die Redaktion.

(Für die Veröffentlichungen in dieser Rubrik übernimmt die Redaktion keinerlei Verantwortung.)

Über die Bestimmung der Richtung von Schiffen vermittels der Hertzschen Wellen[1].

Der letzte Brief dat. 30. März von Herrn Blondel beschließt die Diskussion über unser System, wobei die Frage über die Vaterschaft solcher Luftgebilde für drahtlose Telegraphie offenbleibt. E. Bellini u. A. Tosi.

(Eingesandt 10. Mai 1909.)

Herr Prof. A. Blondel, dem nach der bestehenden Gepflogenheit die letzte Replik zustehen würde, wünscht nichts weiteres im Jahrbuch in dieser Angelegenheit zu erwidern, und schließen wir hiermit diese Diskussion.

Die Redaktion.

1) Vgl. Jahrb. 2, 434—438, 1909.

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

Wissen und Können. Sammlung von Einzelschriften aus reiner und angewandter Wissenschaft herausgegeben von Prof. Dr. B. Weinstein, Charlottenburg.

Band 1: Ostwald, W., Die Energie. 167 S. Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig. Geb. M. 4.40

Zenneck, J., Leitfaden der drahtlosen Telegraphie. Verlag von Ferd. Enke in Stuttgart. 1909.

Berliner, S., Der Erfinder des sprechenden Telephons. Hahnsche Buchhandlung, Hannover, Leinstraße 32. M. —.60

Mache, E. u. Schweidler, E. v., Die atmosphärische Elektrizität. (Methode und Ergebnisse der modernen luftelektrischen Forschung). Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig. Geh. M. 6.—, geb. M. 6.80

Bjerknes, V., Die Kraftfelder. Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig. Geh. M. 7.—, geb. M. 7.80

Turpain, Albert, La Télégraphie sans fil et les applications pratiques des ondes électriques. (Deuxième Edition.) Gauthier-Villars, Imprimeur-Libraire. Paris 1908.

Müller-Pouillets Lehrbuch der Physik. IV. Band. 1. Abteilung. Fünftes Buch. Magnetismus und Elektrizität von Walter Kaufmann und Alfred Coehn. Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig. Geh. M. 13.—

Wissenschaft und Bildung. Bändchen 43. Neesen, Friedrich, Hörbare, Sichtbare, Elektrische und Röntgen-Strahlen. Verlag von Quelle & Meyer in Leipzig. Geh. M. 1.—, in Origlbd. M. 1.25

Poincaré, L., Die Elektrizität. (Aus dem Französischen übersetzt von Prof. Dr. A. Kalähne.) Verlag von Quelle & Meyer in Leipzig. Geh. M. 3.80, geb. M. 4.40

Literaturverzeichnis.

Abraham, M., Elektromagnetische Theorie der Strahlung (II. Band, Theorie der Elektrizität), Leipzig 1908.

— Enzykl. d. math. Wiss. V(2) Heft 3, Art. 18, 1908 (vgl. Ref. Ann. Phys. Beibl. 33, 295, 1909). Elektromagnetische Wellen.

Aichi, K., Ann. Phys. Beibl. 33, 182, 1909 (Ref. über Tokyo K. (2) 4, 224, 1907). Bemerkung über die elektrischen Schwingungen eines metallischen von einem Dielektrikum umgebenen Zylinders.

— Proc. Tokyo Math. Phys. Soc. (2) 4, 266, 1908. Scattering of electromagnetic waves by a small elliptic cylinder.

Amaduzzi, L., Atti d. R. Acc. d. Linc. 17, 705, 1909. Sul comportamento singolare di un rocchetto di Ruhmkorff usato con un interruttore elettrolitico.

— Atti d. R. Acc. d. Linc. 18, 55, 1909. Pressione e conducibilità elettrica dell' atmosfera.

Artom, A., Atti Assoc. Elettrot. Ital. 12, 547, 1908. Contributo di esperienze dimostrative sulla composizione dei campi e delle onde elettromagnetiche.

— Rivista marittima, Rom. Sept. 1908. Sistema Radiotelegrafico Artom.

Barreca, P., Atti Assoc. Elettrot. Ital. 12, 571, 1908. Alenne osservazioni a proposito del sistema Bellini-Tosi e di altri analoghi per la telegrafia senza fili dirigibile.

Bary, Paul, Journ. d. Phys. 8 (4), 190, 1909. Phénomènes de striction électromagnétique.

Bellini, E. u. Tosi, A., Electrician 62, 531, 1909. A directive system of wireless telegraphy.

— — Associazione Elettrot. Ital. Milano 1909. Sistema di telegrafia senza fili dirigibile (vgl. auch Helios 15, 143, 1909).

— — La Lum. él. 31, 263, 1909. La portée et les avantages des aériens dirigeables et le radiogoniomètre Bellini-Tosi.

Bergwitz, K., Phys. Ztschr. 10, 118, 1909. Über ein durch elektrostatische Kräfte betriebenes Relais.

Berndt, G., Phys. Ztschr. 10, 28, 1909 (vgl. Hemsalech, Jahrb. 2, 345, 1909). Über den Einfluß der Selbstinduktion auf die Funkenspektra.

Bethenod, J., La Lum. él. 31, 133, 1909. Sur le calcul de la fréquence propre d'une antenne excitée indirectement par dérivation.

Bjerknes, V., Die Kraftfelder. Braunschweig 1909.

Blake, F. C., s. Fountain, C. R.

Blondel, A., Ann. Phys. Beibl. 33, 115, 1909 (Ref. über La Lum. él. 51, 217, 253, 325, 1907 und Electrician 59, 642, 1907). Über die Entladung von Kondensatoren, die durch Wechselströme gespeist werden und über die Abstimmung von Resonanztransformatoren.

Blondel, A., Ann. Phys. Beibl. **33**, 115, 1909 (Ref. über Journ. d. Phys. 7, 89, 1907 u. Bull. Soc. fr. d. Phys. S. 238, 1907). Über die Abstimmung von Resonanztransformatoren zur Erzielung von Entladefunken.

— La Lum. él. **31**, 247, 1909 (vgl. Jahrb. **2**, 344, 1909). Sur un monotéléphone à note reglable.

Branly, Edouard, Notice sur les travaux scientifiques de E. Branly. Paris 1908.

Cady, W. G., Science **28**, 254, 1908. On oscillations in the metallic arc.

Coffaratti, L., N. C. (5) **15**, 369, 1908. Über rein elektromagnetische Felder.

Carletti, A., Electrician **62**, 609, 1909. (Vgl. L'Électricien Tome **37**, 257, 1909.) A new system of wireless telephony (Majorana).

Corbino, O. M., La Lum. él. **31**, 334, 1909 (vgl. Jahrb. **2**, 245, 1909). Recherches théoriques et expérimentales sur la bobine de Ruhmkorff.

Daunderer, A., Phys. Ztschr. **10**, 113, 1909. Über die in den unteren Schichten der Atmosphäre vorhandene freie elektrische Raumladung.

Dessauer, Friedrich, Phys. Ztschr. **10**, 52, 1909. Über eine Schaltungsvariante bei Hochfrequenzapparaten.

Dubois, L., Ann. Phys. Beibl. **33**, 363, 1909 (Ref. über Electrician **60**, 789, 1908). Branlys Fernbetätigungsapparat mit Sicherheitsvorrichtung.

Einstein, A., Phys. Ztschr. **10**, 185, 1909. Zum gegenwärtigen Stand des Strahlungsproblems (vgl. ebenda S. 224, W. Ritz). (Vgl. auch Phys. Ztschr. **10**, 323, 1909.)

— u. **Laub, J.,** Ann. Phys. **28**, 445, 1909. Bemerkungen zu unserer Arbeit „Über die elektromagnetischen Grundgleichungen für bewegte Körper".

Ekman, V. W., Ann. Phys. Beibl. **33**, 234, 1909 (Ref. über Ark. f. Math., Astr., och Fysik **3**, Nr. 23, 1908. Über die Schwingungen zweier benachbarter elektrischer Dipole.

Emde, Fritz, E. u. M. **27**, 79, 111, 1909. Die komplexe Rechnung bei Schwingungen.

Esch, M., Über den Vorprozeß und die Verzögerung bei der Funkenentladung. Diss. Münster 1908.

Fessenden, R. A., Ann. Phys. Beibl. **33**, 362, 1909 (Ref. über Electrician **61**, 441, 1908). Tragbares Modell einer Wechselstrommaschine für hohe Periodenzahl.

Fischer, Helios **15**, 25, 1909. Versuche mit einem neuen Oszillographen.

Fleming, J. A., The principles of electric wave telegraphy. London 1908.

— Electrician **62**, 832, 1909 (Proc. Phys. Soc. **21**, 286, 1909. Phil. Mag. Februar 1909). A note on the photo-electric properties of potassium-sodium alloy (photoelectric effects in connexion with radiotelegraphy).

Forest, Lee de, Electric. World **53**, 13, 1909. Progress of Radio-Telephony.

Fountain, C. R. u. Blake, F. C., Ann. Phys. Beibl. **33**, 235, 1909 (Ref. über Phys. Rev. **25**, 255, 1907) (vgl. Jahrb. **1**, 455, 1908). Die Verteilung der von einem Righi-Oszillator ausgesandten Energie.

Fournier d'Albe, E. E., Die Elektronentheorie. Einführung in die moderne Theorie der Elektrizität und des Magnetismus (aus dem Engl. von J. Herweg). Leipzig 1908.

Gans, R., Math. phys. Schriften für Ingenieure und Studierende, Bd. 1, 1908. Einführung in die Theorie des Magnetismus.

Grüner, P., Phys. Ztschr. **10**, 48, 1909. Über die Bewegung der freien Elektronen in den Metallen.

Guye, Ch. Eug., Rev. Sc. **47** (1), 97, 1909. L'arc voltaïque, son mecanisme et ses applications.

Hill, Bruce, V., Helios **15**, 31, 1909. Wellenverzerrung im Kohlenmikrophon.

Hogan jr., John L., Electric. World **53**, 450, 1909 (vgl. Ref. in E. u. M. 27, 347, 1909). Inductance coils used in wireless telegraphy.

Jacob, E., Phys. Ztschr. **10**, 22, 1909. Über die Funkenverluste in einem geschlossenen Schwingungskreise.

Jégon, Paul, C. R. **148**, 223, 1909 und La Lum. él. **31**, 247, 1909. Dispositif pour renforcer sensiblement le son perçu dans la réception avec détecteur électrolytique. Son application pour servir d'appel.

— L'Électricien **37**, 129, 1909. Appel et lecture sans téléphone à l'oreille des radiotélégrammes (reçus sur détecteur électrolytique).

Keyas, Frederick G., Science (N. F.) 28, 734, 1908. Note on the formulae for energy stored in electric and magnetic fields.

Kiebitz, F., Elektrot. Ztschr. **30**, 222, 1909 (vgl. ebenda S. 1267, 1908 und S. 238, 1909). Die Grundsätze für die Konstruktion funkentelegraphischer Systeme. (Vgl. Electrician **63**, 99, 1909.)

— Electrician **62**, 972, 1909 (vgl. Jahrb. 2, 439, 1909). Directed wireless telegraphy.

Köhler, Johann, Ztschr. für Unterr. **21**, 393, 1908. Eine Leidener Flasche mit veränderlicher Kapazität.

Knudsen, H., Elektrot. Ztschr. **30**, 40, 1909 (Ref. über El. Eng. **4**, 465, 1908; vgl. auch Elektrot. Ztschr. **29**, 574, 1908). Drahtlose Telegraphie mit Typendruckern.

Kurbatow, W., Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **40**, chem. T. 1468, 1908. Zur Frage nach dem Äther.

Laub, J., s. Einstein, A.

Laue, M., Ann. Phys. 28, 436, 1909 und Ber. D. Phys. Ges. **10**, 838, 1908. Die Wellenstrahlung einer bewegten Punktladung nach dem Relativitätsprinzip.

Léauté, A., C. R. **148**, 339, 1909. Note sur les stries des étincelles oscillantes.

Lehfeldt, R. A., Phil. Mag. **17**, 275, 1909. The treatment of electrodynamics.

Lindemann, R., Ber. D. Phys. Ges. **11**, 28, 1909. Über Dämpfungsmessungen mittels ungedämpfter elektrischer Schwingungen.

Lodge, Oliver, Nature 79, 322, 1909. The Aether of Space.

Majorana, Quirino, Atti d. R. Acc. d. Linc. 18 (5), 15, 1909 (vgl. Jahrb. 2, 347, 1909). Ricerche et esperimenti di telefonia elettrica senza filo.

Montel, A., Phys. Ztschr. **10**, 199, 1909. Gerichtete drahtlose Telegraphie und Wirkung der Erde.

— Electrician **62**, 724, 1909. Theory of the horizontal transmitting antenna.

Moreau, Georges, Journ. d. phys. 8, 16, 1909. Rayonnements et potentiel explosif (l'abaissement du potentiel explosif d'une étincelle oscillante.

Müller, Carl, Ann. Phys. **28**, 585, 1909. Messung hoher Spannungen und Bestimmung des Funkenpotentials für große Schlagweiten.

Nagaoka, H., Proc. Tokyo Math.-Phys. Soc. (2) **4**, 279, 1908 (vgl. Jahrb. 2, 440, 1909). Further note on the mutual inductance of coaxial solenoids.

2. Elektrolytische Wellendetektoren.

Jégou, Paul, La Rev. él. 11, 184, 1909. Deux nouvelles sortes de détecteurs électrolytiques.

Rautenkrantz, Johannes, Phys. Ztschr. 10, 93, 1909. Beiträge zur Kenntnis des Barretters.

Reyval, J., La Lum. él. **31**, 234, 1909. Le détecteur électrolytique; son emploi en télégraphie et téléphonie sans fil.

3. Thermische Wellendetektoren.

— — — — — — — — — — — — — — — — — —

4. Magnetische Wellendetektoren.

— — — — — — — — — — — — — — — — — —

5. Diverse Detektoren.

— — — — — — — — — — — — — — — — — —

(Eingesandt 16. April 1909.)

Bücherbesprechungen.

Bein, W., Elemente und Akkumulatoren, ihre Theorie und Technik, VII und 241 S. mit 98 Abbildungen. Sammlung Wissen und Können (Prof. Dr. Weinstein). Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig. 1908.

Das Werk gliedert sich in einen theoretischen und einen praktischen Teil. Im ersten Teil werden die Theorien und Gesetze: elektrische Leitung, elektrolytische Leitung, die Dissoziation in Lösungen, die Theorie der Elemente, Messungen an Elektroden und Ketten usw. behandelt. Der zweite Teil geht eingehend auf die Beschaffenheit und Wirkungsweise der verschiedenen Elemente und Akkumulatoren ein. Die einzelnen Kapitel behandeln: Die Elementklassen, den Bleiakkumulator, seine Einrichtung und Leistungen, die physikalischen und chemischen Vorgänge im Bleiakkumulator, die Nichtbleiakkumulatoren (Lalande-Typus und Gasketten, Edison-Jungner-Typus und die Vorgänge in diesem Eisen-Nickelakkumulator), über die Verwendung von chemischen Stromquellen im Groß- und Kleinbetrieb.

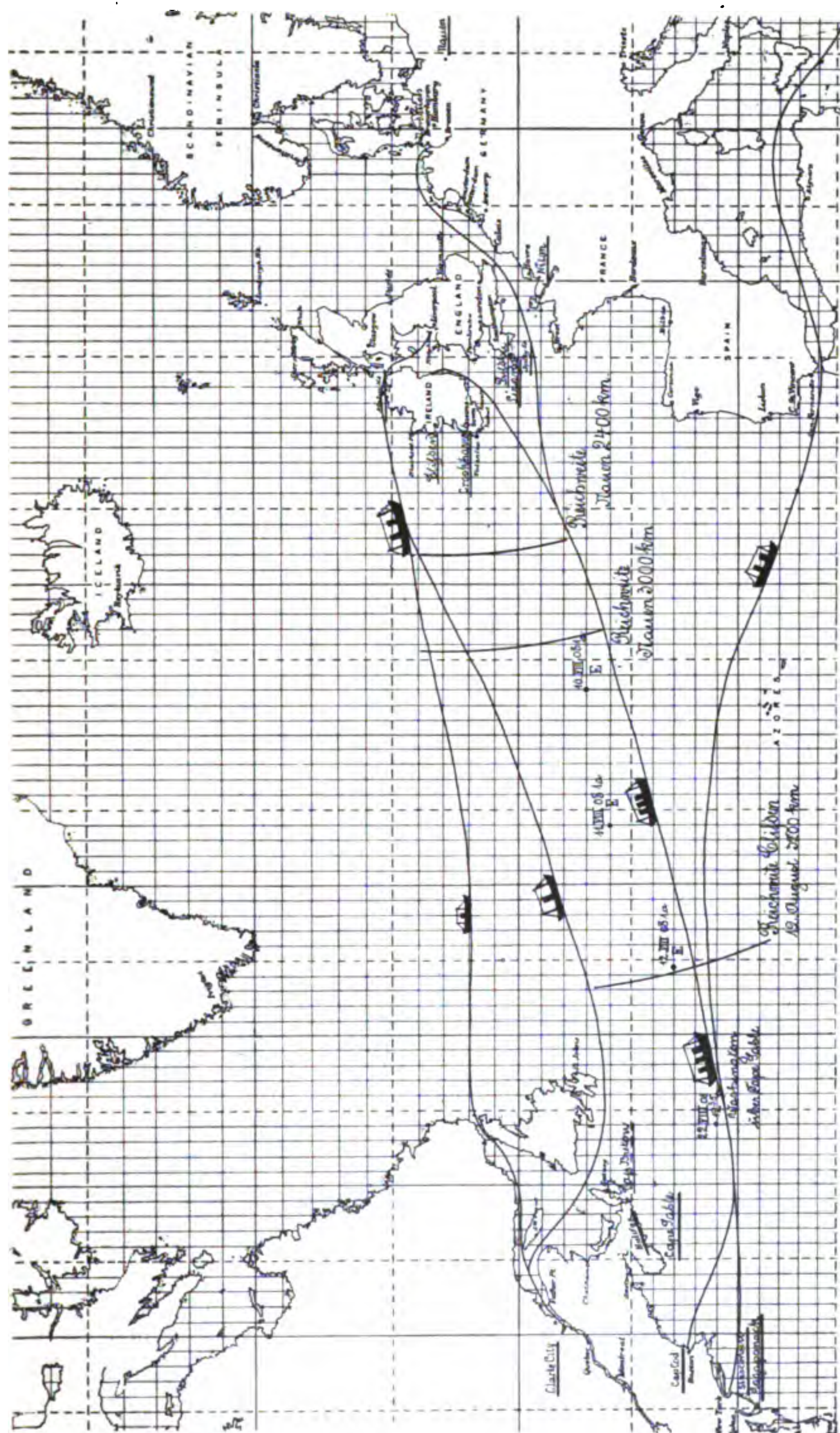
Das ebenso durch Klarheit der Darstellung wie durch große Vollständigkeit ausgezeichnete Werk bildet einen weiteren würdigen Bestandteil der verdienstvollen Sammlung „Wissen und Können". E.

(Eingesandt 21. Mai 1909.)

Ries, Chr., Die elektrischen Eigenschaften und die Bedeutung des Selens für die Elektrotechnik. Administration der Fachzeitschrift „Der Mechaniker" (F. & M. Harrwitz), Berlin-Nikolassee.

Die empfehlenswerte kleine Schrift gibt zunächst Daten über die Geschichte des Selens, den Kristallisationsprozeß und die Herstellung von Selenzellen und Präparaten. Es folgt dann eine übersichtliche Zusammenstellung der elektrischen Eigenschaften und hauptsächlichsten Anwendungen des Selens, sowie ein größeres Literaturverzeichnis. Kurven und Abbildungen erläutern anschaulich den Text. Die Reproduktionen der Fernphotographiebilder könnten besser sein; sie geben kein richtiges Bild von der heutigen hohen Vollkommenheit der Fernphotographie nach Prof. Korn, in dessen System ja die Selenzelle und der wichtige aus ihnen zusammengestellte Selenkompensator die Hauptrolle spielen. E.

(Eingesandt 21. Mai 1909.)



Linien der Dampfer mit Funkenapparaten und Funkenstationen.

Fig. 1.

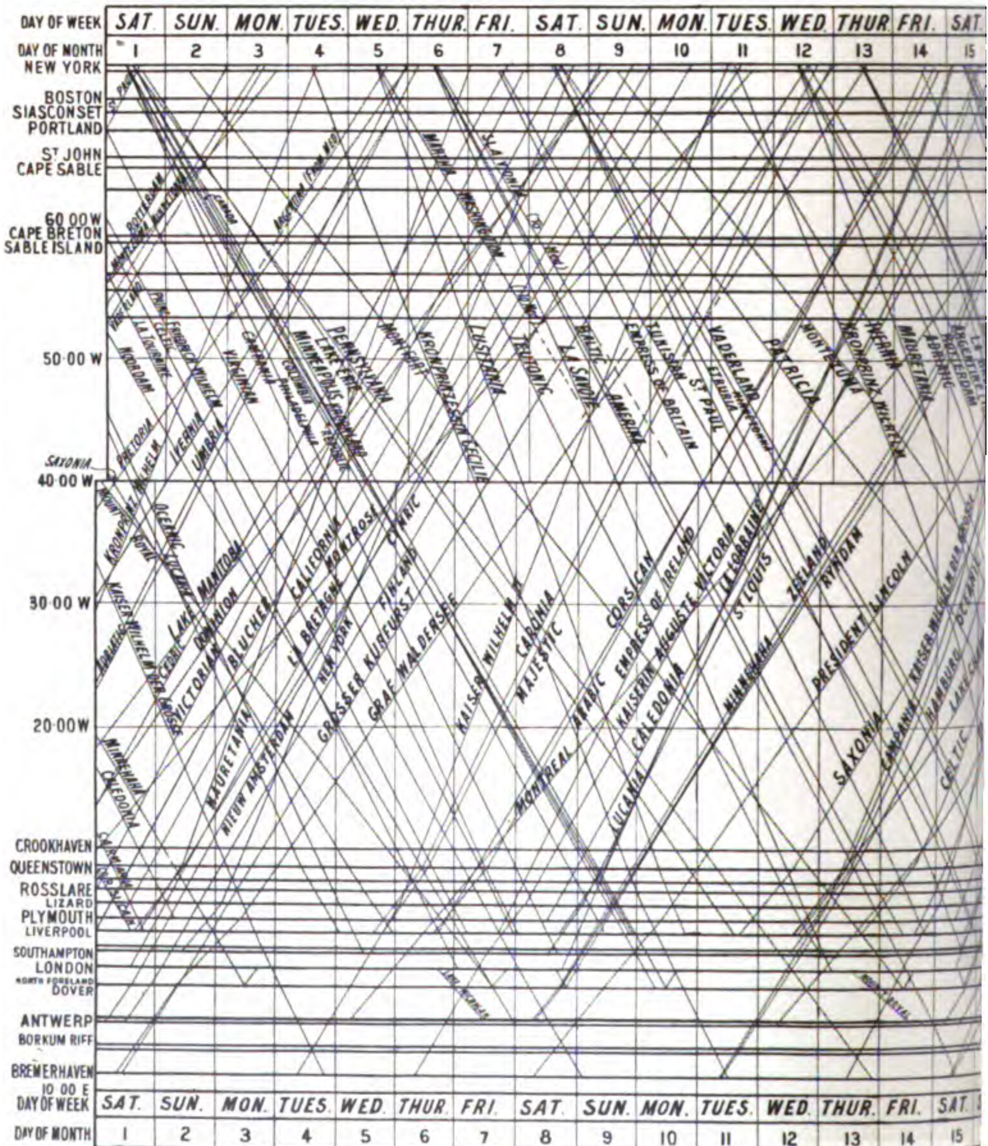
P. Polis.

Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig.

MARCONI COMMUNICAT

AUGUST

TIME TO BE USED WEST OF 40° LONGITUDE NEW
INTERSECTION OF LINES SHEWS EARLIEST TIME S
COMMUNICATION SHOULD BE ESTABLISHED AT EVERY INTERSECTION EXCEPT AT CERTAIN POINTS O
EXAMINATION OF A NORTH ATLANTIC TRACK CHART WILL SHEW THE



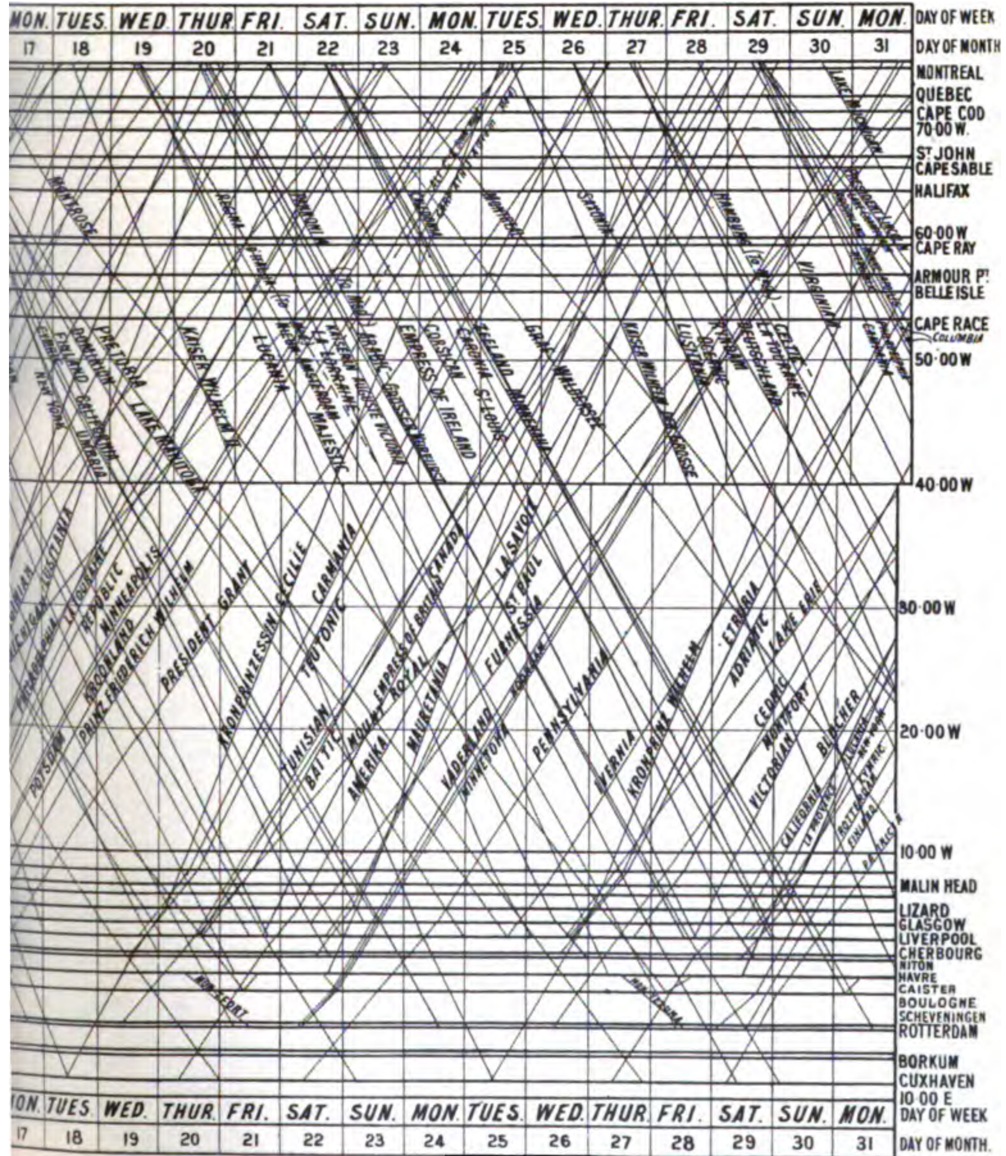
Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig.

:LEGRAPH.

ON CHART.

1908.

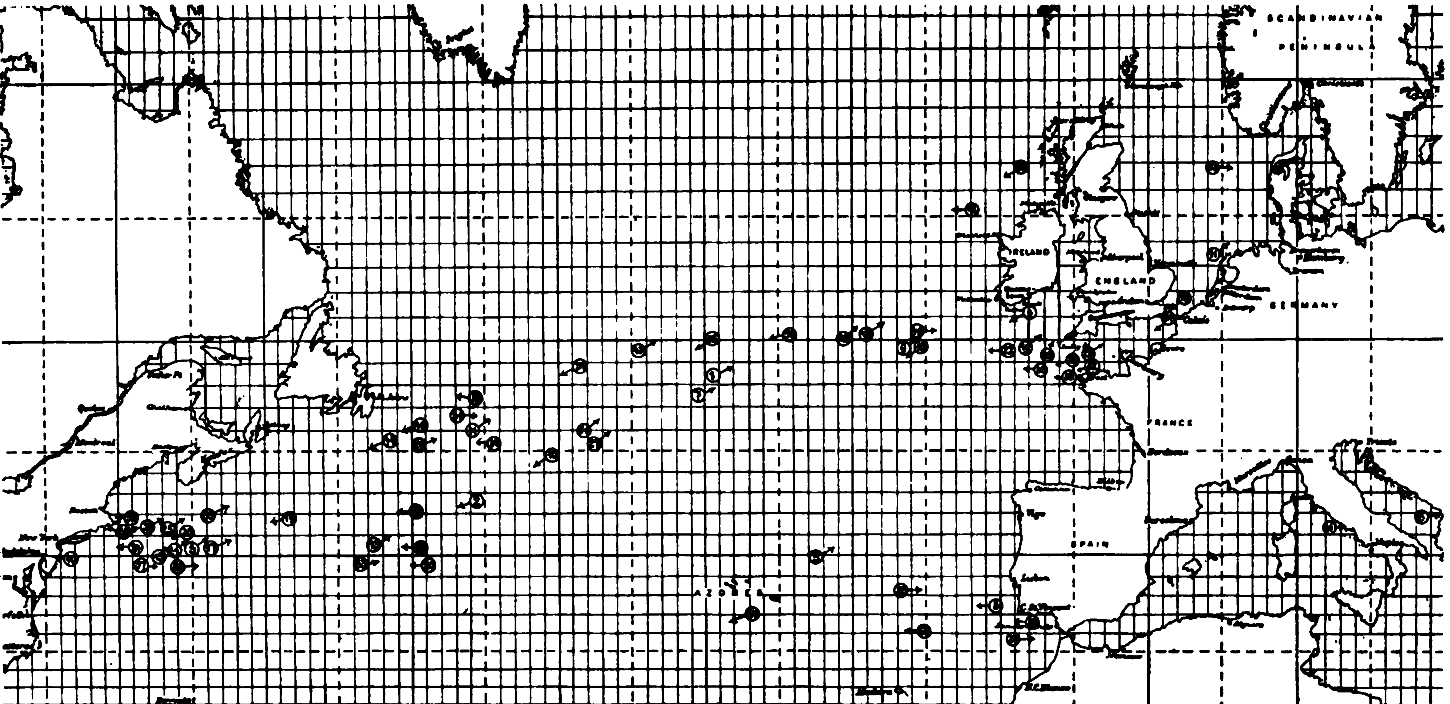
ME, EAST OF 40° LONGITUDE GREENWICH TIME.
AN BE IN SAME LONGITUDE AT BEST AVERAGE SPEEDS
ROUTE WHEN ONE VESSEL IS ON THE NORTHERN AND THE OTHER ON THE SOUTHERN TRACK
ANCE BETWEEN ROUTES OF DIFFERENT SHIPS DURING ANY VOYAGE.



THE MARCONI INTERNATIONAL MARINE COMMUNICATION C^O L^TD
WATERGATE HOUSE, YORK BUILDINGS.
ADELPHI, LONDON, W.C.

L 15/10

S.



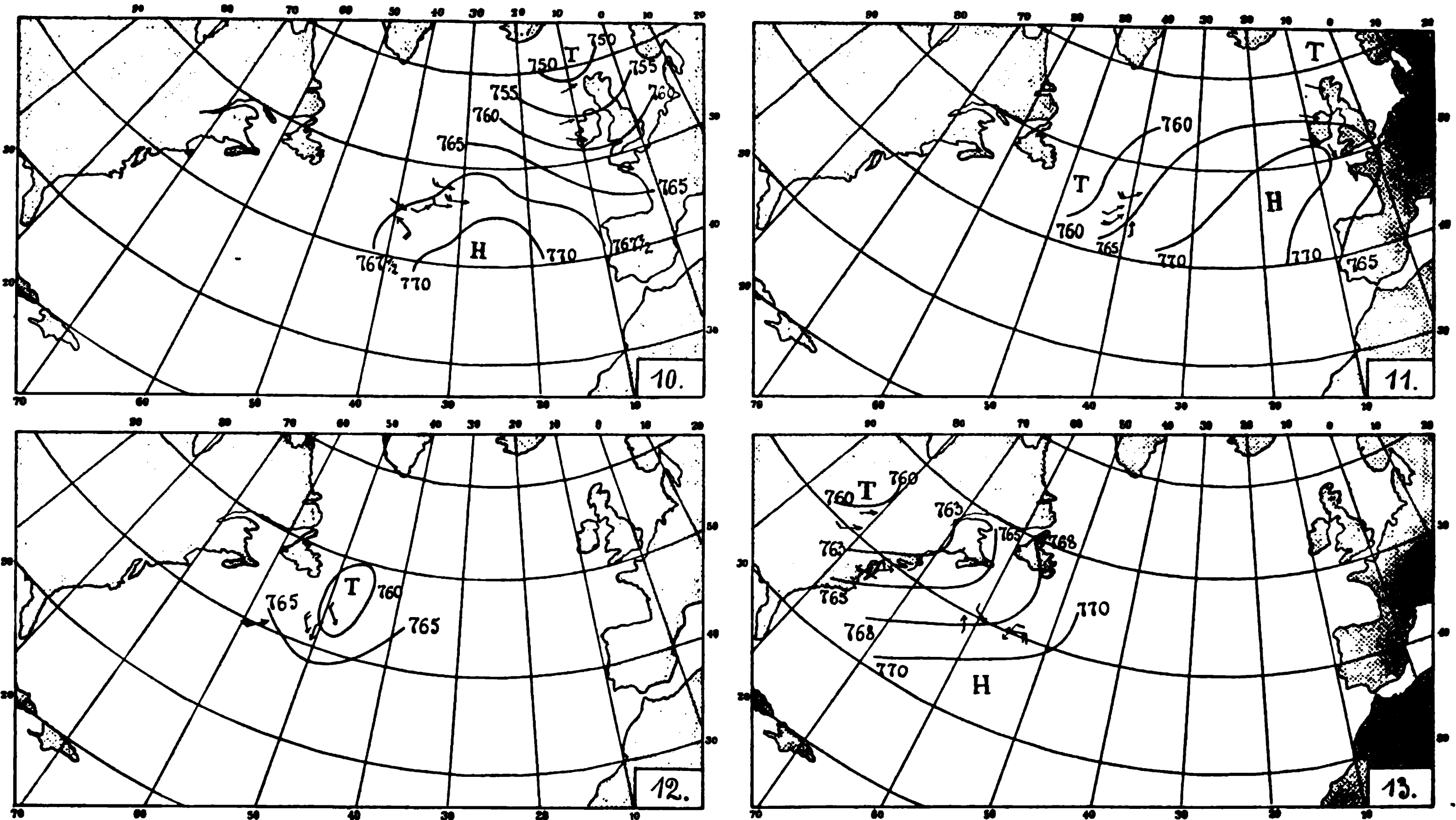
Nach Europa.			Nach Amerika.		
1 „Mauretania".	23 „Minnetonka".	45 „Albania".	2 „Campania".	24 „Zeeland".	46 „Aragonia".
3 „Umbria".	25 „Mesaba".	47 „Bethania".	4 „Lusitania".	26 „Kroonland".	48 „Barcelonia".
5 „Slavonia".	27 „Adriatic".	49 „Patricia".	6 „Ultonia".	28 „Minnehaha".	50 „Deutschland".
7 „Invernia".	29 „Cedric".	51 „Rotterdam".	8 „Carpathia".	30 „Minneapolis".	52 „Bosnia".
9 „Kronprinz Wilhelm".	31 „Bretagne".	53 „Hellig Olav".	10 „Saxonia".	32 „Oceanic".	54 „President Grant".
11 „Barbarossa".	33 „Hudson".	55 „Madonna".	12 „Kaiser Wilhelm d. Große".	34 „Celtic".	56 „Ryndam".
13 „Bülow".	35 „California".	57 „Roma".	14 „Bremen".	36 „Touraine".	58 „Statendam".
15 „Königin Luise".	37 „Perugia".	59 „Liguria".	16 „Rhein".	38 „Floride".	60 „Oscar II.".
17 „New York".	39 „Pretoria".	61 „Martha Washington".	18 „Prinz Friedrich Wilhem".	40 „Caledonia".	62 „Germania".
19 „Vaderland".	41 „Blücher".	63 „Argentina".	20 „König Albert".	42 „Columbia".	64 „Europa".
21 „Finland".	43 „Badenia".		22 „Philadelphia".	44 „President Lincoln".	66 „Verona".
					68 „Alice".

Übersicht der Schiffsstandorte auf dem Atlantischen Ozean am 16. August 1908.

Fig. 3.

P. Polis.

Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig.

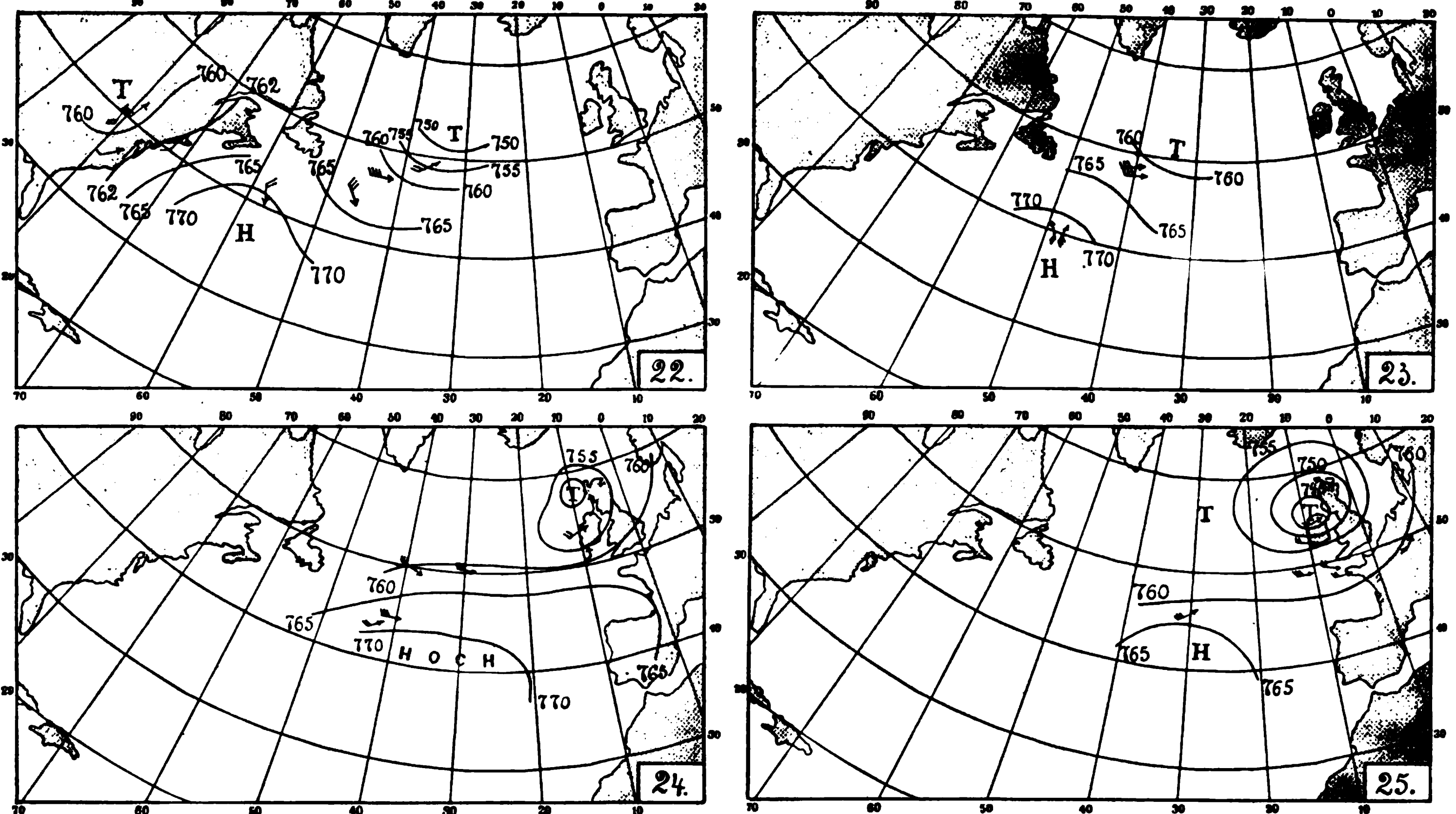


Tägliche Wetterkarten über den Atlantischen Ozean, August 1908.
Entworfen auf Grund drahtloser Telegramme an Bord der „Kaiserin Auguste Viktoria" von P. Polis, Aachen.

Fig. 4.

P. Polis.

Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig.



Tägliche Wetterkarten über dem Atlantischen Ozean, August 1908.
Entworfen auf Grund drahtloser Telegramme an Bord der „Kaiserin Auguste Viktoria" von P. Polis, Aachen.

Fig. 5.

P. Polis.

Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig.

92₂

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Band 2. **Heft 6.**

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

sowie des Gesamtgebietes der elektromagnetischen Schwingungen.

Unter Mitarbeit

von

Prof. **M. Abraham** (Göttingen), Chefingenieur **Graf v. Arco** (Berlin), Prof. **A. Blondel** (Paris), Prof. **Ferdinand Braun** (Straßburg), Prof. **J. A. Fleming** (London), Dr. **Lee de Forest** (New York), Prof. **Josef von Geitler** (Czernowitz), Prof. **Leo Graetz** (München), Ingenieur **W. Hahnemann** (Kiel), Postrat **O. Jentsch** (Erfurt), Privatdozent **L. Mandelstam** (Straßburg), Dr. **Guglielmo Marconi** (London), Dr. **Eugen Nesper** (Berlin), Ingenieur Dr. **Valdemar Poulsen** (Kopenhagen), Dr. phil. **Heinrich Freiherr Rausch v. Traubenberg** (Berlin), Prof. **Augusto Righi** (Bologna), Ingenieur Dr. **J. S. Sachs** (Frankfurt a. M.), Prof. **Adolf Slaby** (Berlin), Prof. **C. Tissot** (Brest), Prof. **Max Wien** (Danzig)

und unter besonderer Mitwirkung

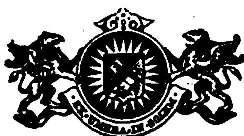
von

Dr. Jonathan Zenneck,
ord. Professor der Physik an der Technischen Hochschule zu Braunschweig

herausgegeben

von

Dr. Gustav Eichhorn
(ehemal. Leiter der Ostseeversuchsstationen von Prof. Braun-Siemens & Halske)
in Zürich V.



LEIPZIG
VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH
1909.

Die Ausgabe erfolgt in Heften, die einzeln nicht käuflich sind. 6 Hefte bilden einen Band. Preis des Bandes ℳ 20.—, nach dem Auslande ℳ 21.60. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an.

Ausgegeben im September 1909.

Inhalt.

Manuskripte für das Jahrbuch sind an die Redaktion: Dr. G. Eichhorn in Zürich V, Utoquai 45, zu senden. Zur Erleichterung der Berichterstattung wird um Zusendung einschlägiger Sonderabdrücke und Mitteilung wichtiger Arbeiten für das Literaturverzeichnis gebeten.

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 2. 1909. Heft 6.

Das neue Telefunken-System.[1])

Von Ingenieur **Graf Arco**, Berlin.

Eine große technische Umwälzung ist auf dem Gebiete der drahtlosen Nachrichtenübermittlung in den letzten Jahren vor sich gegangen und ist heute — das darf man sagen — zu einem gewissen Abschluß gekommen. Das Resultat ist ein Fortschritt hauptsächlich nach zwei Richtungen hin, nämlich:

1. eine Vergrößerung der Reichweiten;
2. eine wesentliche Vermehrung der Betriebssicherheit; hierzu ist auch die vergrößerte Störungsfreiheit zu rechnen.

Über die Tatsache dieses Fortschrittes dürfen Zweifel heute nicht mehr bestehen. Um so mehr Unklarheit herrscht aber, und zwar hauptsächlich in deutschen Fachkreisen, über die Frage, durch welche neuen Mittel der Fortschritt erzielt ist.

Ich will diese Frage beantworten, aber die Antwort nicht aus theoretischen Überlegungen ableiten, sondern ich will die Tatsachen der Entwickelungsgeschichte dieser Technik selber Auskunft erteilen lassen.

Beide Fortschritte, Reichweitenerhöhung und größere Betriebssicherheit, haben ihren Ursprung in den Vereinigten Staaten gehabt und beide entspringen zwei sehr einfachen technischen, dort zuerst angewandten Mitteln: Das eine ist die Abschaffung des Kohärers als Detektor an der Empfangsstelle und sein Ersatz durch einen die Em-

1) Vortrag, gehalten auf der XVII. Jahresversammlung des Verbandes Deutscher Elektrotechniker zu Köln 1909. Genehmigter Nachdruck aus der Elektrot. Ztschr. Heft 23 u. 24, 1909.

pfangsenergie summierenden Detektor; die Vermehrung der sekundlichen Funkenimpulse am Sender ist das andere. Für den Kohärer war eine sekundliche Funkenfolge von ca. 20 am geeignetsten. Alles Mehr an Funken war Energievergeudung. Wenn die Spannungsamplitude bis auf ca. 20 bis 30 cm Funkenlänge zwischen Antennendrähten und Erde gesteigert war, so stand man an der Energiegrenze der Antenne und damit war die größtmögliche Reichweite für Kohärerbetrieb erreicht. Der Kohärer wirkte als Relais und wurde durch eine an seinen Polen auftretende Mindestspannung betätigt. Die neueren Detektoren arbeiten dagegen bekanntlich in der Weise, daß sie die ankommende Schwingungsenergie gleichrichten. Mit dem so erhaltenen pulsierenden Gleichstrom wird entweder eine Telephonmembran bewegt oder ein Galvanometer beeinflußt. In beiden Fällen kommt die höhere Funkenfolge als erhöhte Energie an der Empfangsstelle in Erscheinung.

Die Anfänge für die Umwälzung liegen heute etwa fünf Jahre zurück. Telefunken hatte im Jahre 1903 und 1904, kurz vor und nach der Fusion der Systeme „Slaby-Arco" und „Braun-Siemens", nach den Vereinigten Staaten eine große Anzahl Schiffsstationen geliefert. Die Sender bestanden aus einem Leidener Flaschen und eine Funkenstrecke enthaltenden Schwingungskreise, welcher direkt mit dem Luftdraht nach der bekannten Braunschen Schaltung verbunden war. Die Empfänger waren Schreibapparate nach dem Kohärerprinzip. Mit diesen Apparaten, bei denen sich die zeitweilige Unsicherheit der Kohärerapparate bisweilen bemerkbar machte, stellten verschiedene amerikanische Erfinder, z. B. Shoemaker und de Forest, im Jahre 1905 Versuche an. Sie verringerten die Erregerkapazität auf ein Sechstel, erhöhten aber die sekundliche Unterbrechungszahl des mitgelieferten Quecksilber-Turbinen-Unterbrechers auf etwa das Zehnfache. Gleichzeitig vergrößerten sie die Gleichstrom-Stromstärke, mit welcher der zum Laden der Leidener Flaschen benutzte Induktor arbeitete, auf das Drei- bis Vierfache. An der Empfangsstelle ersetzten sie den Kohärerschreiber durch einen elektrolytischen Detektor mit Hörempfänger, der übrigens von uns zuerst als „Schloemilch-Zelle" in die Praxis eingeführt war. Während die Reichweite der alten Apparate ca. 150 bis 200 km betragen hatte, stieg sie nunmehr auf 700 bis 800! Von dieser Tatsache erhielten wir durch einen damals in den Vereinigten Staaten für uns arbeitenden Ingenieur Kenntnis, aber — ich will es ruhig eingestehen — wir würdigten zunächst nicht die Tragweite des Er-

fahrenen. Bald darauf kamen häufiger Nachrichten von den Vereinigten Staaten nach Europa, daß dort die Kriegsschiffe Entfernungen von mehr als 1000 km überbrückt hätten. Teils glaubte man dies hier überhaupt nicht, teils beruhigte man sich mit der irrtümlichen Erklärung, die Übertragungsverhältnisse wären in den dortigen Gegenden wesentlich günstiger als in Europa. Im Februar 1907 aber stellten wir Telefunkenleute sogar einen neuen Entfernungsrekord mit einer Station auf einem amerikanischen Kreuzer auf — aber merkwürdigerweise ohne unser Wissen, sogar wider unser Wollen! Wir hatten eine Landstation Fire Islands und den Kreuzer Minnesota der damals nach dem Stillen Ozean auslaufenden Übungsflotte mit unseren neueren Apparaten ausgerüstet, und Herr Pfund, Ingenieur unserer amerikanischen Tochtergesellschaft The Telefunken Wireless Telegraph Company of the United States, Philadelphia, führte die Installation aus. Sein Installationsbericht begann etwa mit den Worten: Wir sollten entschuldigen, er müsse eingestehen, daß er gegen die mitgeschickten Installationsvorschriften arg verstoßen und alles verkehrt gemacht habe. Sehr schlecht wäre es indessen nicht ausgegangen, denn statt der garantierten 600 km vom Schiff zur Küste habe er bis auf 2400 km wechselseitig gute Verbindung gehabt! Dies war doch zu stark, um sich hiergegen weiter zu verschließen. Seit dem Frühjahr 1907 haben wir bei allen Neuinstallationen, mit Ausnahme derjenigen, wo am Kohärer festgehalten werden mußte, die schnelle Funkenfolge eingeführt und damit überall sehr große Entfernungen auch bei kleiner Masthöhe erreicht.

Was hatte Herr Pfund gemacht? Er hatte unsere normalen Apparate gelassen wie sie waren, den Empfänger (elektrolytischen Hörempfänger) wie den Sender. An letzterem sorgte er nur für etwas kräftigere Ventilation der Funkenstrecke und am Induktor entfernte er die primär zwischen Maschine und Induktor vorgesehenen Drosselspulen, mittels welcher wir die seltenen Funken bei Induktorresonanz herstellen, auf die wir jahrelang so stolz gewesen waren. Er erreichte so eine stärkere Kopplung zwischen Maschine und Induktor und damit stieg die Funkenfolge von 20 bis 30 auf etwa 300 pro Sekunde. Von vornherein hatte er statt der von uns vorgesehenen 2 K.W.-Maschine eine solche von 6 K.W. an Ort und Stelle angeschafft und installiert. So gelang es Herrn Pfund, ziemlich die volle Maschinenleistung im Erregerkreise und etwa 20 % hiervon dem Luftdraht als Schwingungsenergie zuzuführen.

Die große Reichweite trotz kleiner Schiffsantennen ließ sich also

mit der alten Apparatur sehr gut erzielen, lediglich durch Vergrößerung der Kraftquelle, wenn man an der Empfangsstelle einen geeigneten Hörempfänger benutzte und an der Sendstelle eine genügend rasche Funkenfolge. Die Dämpfung der ausgesandten Wellenzüge spielt hierbei eine untergeordnete Rolle. Die eben beschriebenen Sender erzielten die großen Reichweiten sogar mit einer nicht unerheblich gegen früher vermehrten Dämpfung! Die Funkenstrecken waren nämlich für so schnelle Funkenfolgen nicht geeignet. Aber diese Vermehrung hatte auf die Reichweite keinen nennenswerten Einfluß.

Auch die Betriebssicherheit dieser Anordnungen ist gegen früher in mehrfacher Hinsicht gestiegen. Die Hörempfänger besitzen keine bewegten Teile — ein Hauptfortschritt gegenüber dem Kohärer! Sie brauchen nicht sorgfältig eingestellt werden und sind stets betriebsfertig. Sie besitzen ferner eine wesentlich größere Empfindlichkeit. Die Zeichen sind daher selbst auf der doppelten und dreifachen Entfernung des Kohärerempfängers noch stark und deutlich. Sie werden dann auf sehr großen Entfernungen allmählich schwächer, hören aber nie, wie der Kohärer, plötzlich auf, sondern allmählich. Auf den mittleren Entfernungen sind sie noch so stark, daß sie gegen die so häufig auftretenden atmosphärischen Störungen unterschieden werden können und zwar um so leichter, je häufiger und schneller die Funkenentladungen sind, mit denen der Sender arbeitet. Die rasche Funkenfolge gibt also größere Störungsfreiheit. Ist die Funkenfolge mehrerer Sender verschieden, so kann der Telegraphist selbst gleichzeitig abgegebene Signale solcher Sender trennen. Eine größere Störungsfreiheit ist also auch vorhanden gegenüber Störungen fremder Stationen. Es ist deshalb selbst in einem so großen Verbande, wie dem der Flotte der Vereinigten Staaten ohne weiteres möglich gewesen, daß sich eine Reihe ziemlich dicht nebeneinander befindlicher Stationen gleichzeitig unterhalten konnten, obgleich diese Stationen mit derselben Wellenlänge arbeiteten. Sie hatten zwar die Möglichkeit, verschiedene Wellen einzustellen, haben dies aber lange Zeit nicht für nötig befunden.

Ganz ähnlich stellt auch Fessenden die Entwicklungsgeschichte der drahtlosen Technik dar. Er tut dies in einer Denkschrift, welche er der 25. Jahresversammlung der American Institution of Electrical Engineers im Juni 1908 überreichte und welche von O. Jentsch in der Elektrot. Ztschr. 1909, S. 353, besprochen ist. Mag an vielen Stellen einseitig Gefärbtes stören, im großen ganzen ist die Darstellung richtig. Fessenden bezeichnet den Kohärer für ein Unglück, insofern er den allgemeinen Fortschritt jahrelang aufgehalten hat.

Er berichtet, bereits im Jahre 1900 die bekannte von Elihu Thomson stammende Erregermethode zur Erzeugung von Hochfrequenz hoher Funkenfolge zu Versuchszwecken benutzt zu haben. Diese Anordnung (Fig. 1) unterscheidet sich von den gewöhnlichen Erregerkreisen für Schwingungserzeugung vor allem dadurch, daß die Funkenstrecke nicht mit Wechsel-, sondern mit Gleichstrom gespeist wird und der Einwirkung eines Magnet- oder Luftgebläses ausgesetzt ist. Die Abbildung zeigt das Original der amerikanischen Patentschrift Thomsons vom Jahre 1892. Übrigens hat die gleiche Anordnung Nicola Tesla[1]) um 1894 zur Erzeugung großer Energiemengen benutzt, und zwar bei seinen Versuchen, die Hochfrequenz für Beleuchtungs- und Kraftübertragungs-Zwecke nutzbar zu machen. Wenn man die Verhältnisse günstig wählt, so reihen sich die gedämpften Wellenzüge hierbei mit sehr geringen, fast ohne Pausen aneinander. Trotz des Dekrementes der Schwingungen ist man dann wohl berechtigt, von „kontinuierlichen" Wellenzügen zu sprechen, eine Bezeichnungsweise, die in letzter Zeit von Fessenden, Marconi und anderen für diese Energieform in Anwendung gekommen ist.

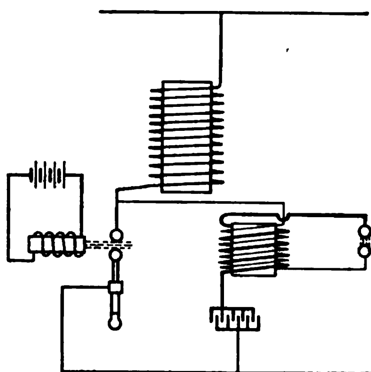


Fig. 1.

Der Ausdruck „continuous trains of waves" ist allerdings häufig mißverstanden worden. Zum Beispiel hat die Marconische Riesenstation Cap Clifton, welche mit einer neuen Erregermethode mit rotierenden Funkenelektroden und Gleichstrom-Hochspannung arbeitet, keineswegs „ungedämpfte" Schwingungen. Das war auch von Marconi und Fleming wohl nicht behauptet. Im Gegenteil, Clifton hat zwei normale Kopplungswellen, wird viel besser ohne Unterbrecher (Ticker) aufgenommen und zeigt eine selbst für die alte Funkenerzeugungsmethode außergewöhnlich starke Dämpfung der ausgesandten Energie.

Die Entwicklungsgeschichte lehrt also deutlich, daß die Verbindung von Sendern sehr rascher Funkenfolge mit geeigneten Detektoren an der Empfangsstelle große Reichweiten und Betriebssicherheit hervorgebracht haben. Wer an die Ereignisse der Vergangenheit nicht glauben

1) Martin, The Invention of Nicola Tesla, S. 209 u. 306.

will, der betrachte die Gegenwart. Alle amerikanischen und englischen Stationen und schließlich eine ganze Reihe von Telefunkenstationen arbeiten auch heute noch nach diesem Prinzip und erzielen fortgesetzt nach Reichweite und Betriebssicherheit hin die besten Resultate.

In deutschen Fachkreisen hat man sich meines Wissens dieser Auffassung bisher nicht ganz angeschlossen. Hier glaubt man stellenweise noch, daß der Fortschritt nicht aus einer allmählichen und natürlichen Entwicklung stammt, sondern daß ein bis dahin allerorts in der Drahtlosen Telegraphie herrschendes Tohuwabohu blitzartig durch die Erfindung Poulsens erhellt worden sei. Man kann meiner Ansicht nach diese Erfindung physikalisch und den sympathischen Erfinder wissenschaftlich und menschlich sehr hoch einschätzen, ohne sich deshalb bezüglich der technischen Wertung in Widerspruch mit den Ereignissen der Vergangenheit und Gegenwart zu setzen.

Es gab also zu der Zeit des ersten Bekanntwerdens der neuen Poulsenmethode eine recht leistungsfähige drahtlose Technik. Wenn die neue Methode einwandsfrei gearbeitet hätte, so wäre ein erheblicher Fortschritt, nicht bezüglich der Reichweite, wohl aber hinsichtlich der Resonanzfähigkeit zu erwarten gewesen. Die erwartete Mehrleistung blieb aber aus. Sie konnte nicht zustande kommen; denn die mittels Lichtbogen erzeugten Schwingungen waren unkonstant in der Amplitude und in der Frequenz. Ihrer Empfangswirkung nach unterschieden sie sich daher gar nicht von den Wirkungen der bisherigen gedämpften Schwingungen. In anderen Punkten, wie Ökonomie, Maximalbetrag an Schwingungsenergie und Herstellung sehr kurzer Wellen, waren sie sogar der alten Methode unterlegen. Die Praktiker erkannten dies zeitig. Fleming[1]) zeigt die Inkonstanz bereits 1907. Unter bestimmten engen Bedingungen, die in der Praxis nur selten hergestellt werden können, erhält man allerdings regelmäßige ungedämpfte Schwingungen, wie es Diesselhorst[2]) durch seine Photographien gezeigt hat. Man muß dazu auf sehr große Wellenlängen von etwa 3000 m gehen, und darf höchstens 20 bis 30 Watt Schwingungsenergie dem Kreise entnehmen.

Auch wir haben auf dem Gebiete der Bogenlampenerzeugung Erfahrungen gesammelt. Wir benutzen hierzu, einem Rate des Pro-

---

1) Vgl. Fleming, „The Electrician", 59, 1907, S. 270, 310, 350, 378.

2) Analyse elektrischer Schwingungen mit dem Glimmlicht-Oszillographen. Verhandlung der Deutschen Physik. Gesellschaft, IX. Jahrgang, Nr. 14.

fessors Simon folgend, Serienlichtbogen, die unter vermindertem Luftzutritt brannten. Es gelang uns hiermit sogar zum ersten Male, die drahtlose Telephonie im Dezember 1906 auf eine Entfernung von 40 km vorzuführen. Aber die Inkonstanz war nicht zu beseitigen, und der Wirkungsgrad war äußerst unbefriedigend. Genaue Messungen hierüber hat Dr.-Ing. C. Schapira, von dem der Hauptsache nach unsere bezüglichen Anordnungen stammen, veröffentlicht[1]). Unsere Erfahrungen stimmen vollkommen überein mit demjenigen, was Professor Zenneck in seinem neuen lehrreichen Werke „Leitfaden der drahtlosen Telegraphie", Stuttgart 1909, z. B. Seite 330—336, über die Bogenlampe äußert. Ich selber habe in einem Vortrage Dezember 1907 vor der Jahresversammlung der Schiffsbautechnischen Gesellschaft, also in der Zeit der Höchtkonjunktur der Bogenlampenmethode, dringend vor Überschätzung derselben gewarnt und neuerdings auch in „The Electrician" vom 30. IV. 1909, S. 89, auf einige der wahrscheinlich unheilbaren Schwächen der Lampe hingewiesen[2]). Wenn man eine Erklärung für den so lange Zeit bei uns vorherrschenden „ungedämpften" Optimismus suchen will, so wird man sie am ehesten, wie ich glaube, in der hier vorherrschenden ziemlichen Unkenntnis der oben beschriebenen Entwicklungsgeschichte finden, von welcher ein wichtiger Akt, die Vorgänge in den Vereinigten Staaten sich offenbar lange nicht eindrucksvoll genug abgespielt hat. Als wir Anfang 1908 mittels der Bogenlampe durch Stoßerregung Schwingungen dritter Art[3]) erzeugten, da hatten wir die Inkonstanz endlich beseitigt. Wir wählten hierzu die Kapazität des Bogenlampenkreises sehr groß, die Selbstinduktion aber klein und koppelten den Kreis so fest als möglich mit der Antenne. Wir konnten dann zeigen, daß die ausgesandten Schwingungen ziemlich genau die Frequenz und Dämpfung des Sekundärkreises haben. Eine genaue Abstimmung zwischen Erreger und erregtem Kreis ist nicht nötig. Die Periodenschwankung ist hierdurch vollkommen eliminiert. Wir hatten uns etwa einen Monat hieran er-

---

1) Über den Wirkungsgrad der Hochfrequenzlampe mit unterteiltem Lichtbogen. Dr.-Ing.-Dissertation an der Technischen Hochschule Charlottenburg. Elektrot. Ztschr. 1908, S. 768.

2) Wir verweisen auf Herrn Dr. Nespers Brief an die Redaktion, Seite 631 des Heftes. Die Redaktion.

Die üblen Erfahrungen der Telefunken-Gesellschaft mit einer unzulänglichen Imitation des Poulsen-Generators bilden keinen Maßstab für die Beurteilung des originalen Poulsen-Systems. Der Herausgeber.

3) Dr. H. Barkhausen, Das Problem der Schwingungserzeugung, Leipzig 1907.

freut, als wir zu unserem heutigen System, das den Inhalt dieses Vortrages bildet, kamen.

Der Dezember 1906 brachte ein für unsere Technik hochwichtiges Ereignis, eine deutsche Entdeckung, die sich nach Wichtigkeit und Tragweite den bisher bedeutendsten Forschungsergebnissen und Erfindungen, wie wir sie Slaby und Braun verdanken, ebenbürtig anreiht, aber merkwürdigerweise im großen und ganzen bis heute ziemlich geringe Berücksichtigung fand, selbst hier in Deutschland. Ich meine die Veröffentlichungen von Max Wien, Danzig, in der Nr. 23 der „Physikalischen Zeitschrift" vom 15. XI. 1906, Seite 871[1]. Wien beschreibt hier eine Beobachtung, die der Ausgangspunkt unserer Erzeugungsmethode für wenig gedämpfte elektrische Schwingungen geworden ist, und die meiner Ansicht nach bei späteren Darstellungen der Entwicklungsgeschichte der drahtlosen Telegraphie noch die gebührende Würdigung finden wird.

Bevor ich die Mitteilung Wiens bringe, möchte ich in wenigen Worten an die Vorgänge erinnern, die sich in zwei gekoppelten Kreisen im allgemeinen abspielen. Der Erregerkreis enthält eine Funkenstrecke, der zweite, elektrisch gleichgestimmte, sei mit ersterem eng gekoppelt. Die mit größter Amplitude einsetzende Erregerschwingung klingt rasch ab und die Energie ist nach wenigen Schwingungen bereits an den zweiten Kreis übertragen, so daß also nach sehr kurzer Zeit die Primärenergie null geworden ist. Von nun ab beginnt ein Rückfluten der Energie aus dem sekundären nach dem primären, bis letzterer zum zweiten Male die gesamte Energie enthält. Dieses Spiel wiederholt sich mehrfach. Professor H. Diesselhorst hat die photographischen Aufnahmen dieser Vorgänge mittels eines Glimmlichtoszillographen veröffentlicht[2]. Schematisch wiedergegeben sind sie in der Fig. 2, die ich aus Professor Dr. J. Zennecks „Leitfaden der drahtlosen Telegraphie", Stuttgart 1909, S. 373, entnommen habe. Man würde erwarten, daß der Funken in dem Moment, wo die Energie den Kreis *I* zum ersten Male verlassen hat, erlischt. Dies tritt aber nicht ein, der Funke bleibt vielmehr während aller Energieschwebungen fast bis zum gänzlichen Abklingen des Kreises *II* erhalten. Der Grund hierfür liegt in einer physikalischen Eigenart der bisherigen Funkenstrecke.

1) Die erste Mitteilung bereits September 1906 auf der Naturforscherversammlung in Stuttgart.

2) Analyse elektrischer Schwingungen mit dem Glimmlicht-Oszillographen. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, IX. Jahrgang, Nr. 14.

Der Widerstand einer Funkenstrecke steigt bekanntlich mit abnehmender Stromstärke. Am Ende der ersten Periode der Energiewanderung sinkt die Stromamplitude des Erregers für einen Augenblick auf null. Der Widerstand der Funkenstrecke müßte in diesem Moment sehr groß sein. In Wirklichkeit aber hinkt der Anstieg hinter

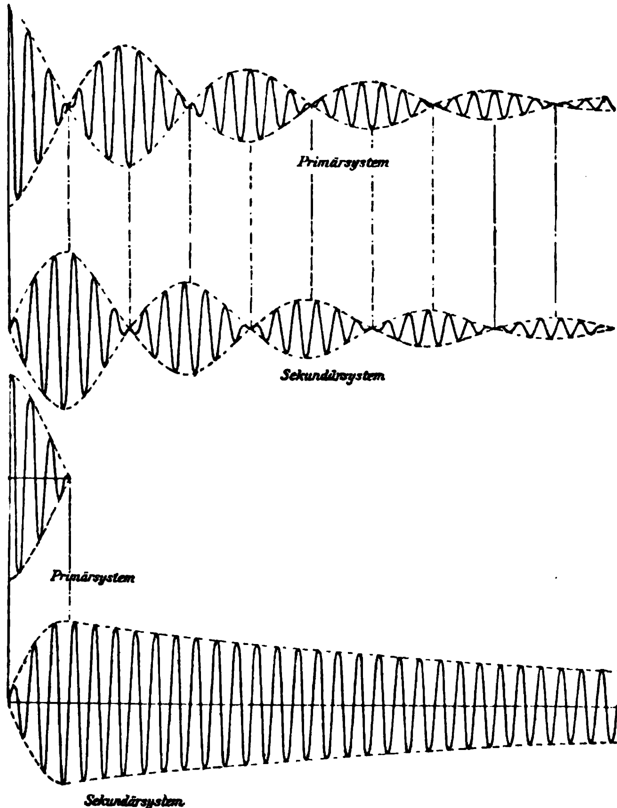


Fig. 2.

der Stromabnahme her und hat in diesem kritischen Moment noch nicht seinen Maximalwert erreicht. Die Wärmeansammlung an den Funkenelektroden und in der Luftschicht mag die Ursache sein. Infolge dieser Wärmeträgheit ist noch ein relativ niedriger Widerstand in dem Moment vorhanden, wo die volle Energie im Sekundärsystem ist. Das Sekundärsystem induziert in diesem kritischen Moment bei genügend fester Kopplung auf das primäre System, und es entsteht an der

Funkenstrecke eine Spannung, die (infolge des noch nicht genügend hohen Widerstandes) zu weiteren Funkenübergängen führt. Die Funkenentladungen hören nicht auf, und es entsteht eine Energierückwanderung. Bei Aufnahme der Resonanzkurve eines so arbeitenden gekoppelten Systems erhält man stets statt der Grundschwingung der gleichgestimmten Systeme zwei von dieser Frequenz verschiedene neue Frequenzen, die sogenannten Kopplungswellen. Dies vorausgesetzt, will ich den Wienschen Versuch kurz schildern:

Er untersuchte zwei solcher eng gekoppelten Schwingungskreise, von denen der primäre eine sehr kurze Funkenstrecke enthielt, nach der Bjerknesschen Methode mittels eines Resonanzkreises. Hierbei fand er nicht die üblichen zwei Kopplungswellen, sondern im allgemeinen drei Wellen. Die Fig. 3 zeigt die Wienschen Originalkurven

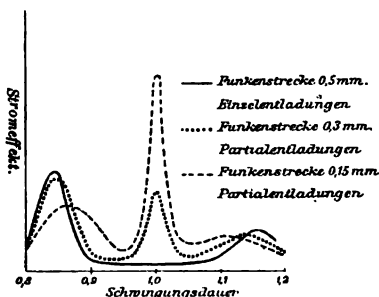


Fig. 3.

nebst Erklärungen, wie er sie in der oben genannten Nummer der „Physikalischen Zeitschrift“ veröffentlicht hat. Seine Erklärung des Vorganges lautet:

„Die Ursache der drei Schwingungen dürfte darin zu suchen sein, daß der Widerstand der sehr kurzen Funkenstrecke sehr schnell zunimmt, so daß die Schwingungen in dem System I sehr bald verschwinden und nur die im System II übrig bleiben. Dieses schwingt dann für sich als ungekoppeltes Einzelsystem mit der eigenen Schwingungszahl und Dämpfung weiter. Vielleicht gelingt es auf diese Weise, besonders wenig gedämpfte Schwingungen zu erzielen.“

Sobald ich diese Veröffentlichung gelesen hatte, veranlaßte ich die Wiederholung des Versuches. Dieser gelang anstandslos, und wir machten uns sofort daran, die Methode für unsere technischen Zwecke auszubilden. Lange Zeit hindurch schien es zweifelhaft, ob man hiermit die für die Praxis nötige Betriebssicherheit und genügenden Energie-

mengen erhalten würde. Schließlich kam unser früherer Laboratoriumschef, Herr Rendahl, auf den Gedanken, statt der sehr kleinen Luftfunkenstrecke eine solche in verdünnten Gasen, z. B. in einer Quecksilberdampflampe[1]) zu benutzen. Er erzielte hiermit bei hohem Wirkungsgrade vollkommen den Wienschen Effekt. Trotzdem ist aber diese Methode nicht zur praktischen Einführung gekommen. Die Versuche, eine Lampe von befriedigender Lebensdauer herzustellen, wurden von Herrn Rendahl und seinem Assistenten Dr. Baetge etwa $^5/_4$ Jahre mit unendlicher Geduld fortgeführt. Über 150 Lampen wurden in dieser Zeit angefertigt und alle fanden ein leider sehr schnelles Ende. Dabei dauerte das Evakuieren einer Lampe bisweilen mehrere Tage, damit jeder Rest von Luft herauskam. Trotzdem gaben wir den Mut nicht auf und kamen tatsächlich nach den geschilderten fast unendlichen Mühen ans Ziel. In dieser Zeit machte M. Wien in der „Physikalischen Zeitschrift" 1908, Nr. 2, S. 51, eine zweite Mitteilung über Stoßerregung, und zwar über Messungen bei größeren Funkenstrecken aber loserer Kopplung. Wien hatte mit der kleinen Funkenstrecke hinsichtlich der Konstanz Schwierigkeiten gehabt. Hierauf entgegnete Rendahl in der Nr. 6, S. 203 derselben Zeitschrift des gleichen Jahres und gibt einige Vergleichszahlen über die Ergebnisse der von Wien neuerdings beschriebenen Stoßerregung einerseits und der Quecksilberdampflampen anderseits und kommt dabei zu dem Schlusse, daß die eben erwähnte Wiensche Methode einen sehr schlechten Wirkungsgrad habe im Verhältnis zu der alten Funkenmethode und noch mehr im Verhältnis zur Quecksilberlampe. Ferner stellte er fest, daß auch die maximalen, mit der Methode der kleinen Funkenstrecke erreichbaren Energiebeträge zu gering, und die Inkonstanz der Schwingungen so groß sei, daß die Wiensche Methode in die Praxis wohl nie eingeführt werden würde. Mit Zustimmung des Herrn Rendahl möchte ich hier seine damalige Äußerung als einen Irrtum bezeichnen. Die Quälerei mit der Lampenfabrikation ging noch geraume Zeit weiter. Endlich, im März 1908, schien die letzte Schwierigkeit in der Fabrikation behoben, da gelang uns zu gleicher Zeit auch die Stoßerregung mittels Gleichstrombogenlampe, die ich oben schon erwähnte und wir standen vor der Entscheidung zwischen diesen beiden. Wir waren gerade noch mit diesen Überlegungen beschäftigt, als ein dritter, noch größerer Erfolg uns alles andere bei Seite werfen ließ. Es war uns endlich nach fast zweijährigen Bemühungen gelungen, das Wiensche

1) D. R. P. Nr. 198592.

Verfahren betriebssicher zu machen und auf brauchbare Energiemengen zu kommen. Der März 1908 ist also das Geburtsdatum unseres Systems der tönenden Funken. Einen sehr großen Anteil an der Entwicklung des neuen Systems hat Herr Rendahl, der seine anfängliche Abneigung gegen die Methode der kleinen Funken plötzlich, nachdem er sich eines Besseren überzeugt, fallen ließ, und von da ab mit verdoppelter Kraft und genialem Erfindergeist eine große Anzahl neuer Mittel und Methoden fand, welche jetzt in unserem neuen System der „tönenden Funken" zur Anwendung kommen. Von ihm rührt auch eine neue Benennung für die Wienschen Funkenstrecken her. Er nennt sie „Löschfunken". Ich möchte bei der Benennung noch etwas verweilen. Wien hatte den Namen „Zischfunken" gebraucht und zwar deshalb, weil bei seiner Anordnung stets dann, wenn er den Funken so klein gestellt hatte, daß die Erscheinung des frühen Löschens und der Einwelligkeit sehr deutlich hervortraten, der fast geräuschlose Funke ganz leise zischte, offenbar, weil der Induktor für die hierbei notwendigen nur geringen sekundären Einsatzspannungen Partialentladungen gab. Nun hat das Auftreten der Partialentladungen mit den Schnellfrequenzerscheinungen der neuen Methode keinen direkten Zusammenhang. So kann man z. B. bei ganz langsamer, durch Induktorresonanz herbeigeführter Funkenfolge von 5—10 Funken pro Sekunde sehr gut die Löscherscheinung herbeiführen, ohne daß ein Zischgeräusch vorhanden ist. Man kann bei jedem alten Funkensender die Funkenstrecke gegen eine schnell erlöschende vertauschen, und der alte Sender arbeitet dann einwellig und mit verkleinerter Dämpfung sowie verbessertem Wirkungsgrad usw. Der Name „Löschfunken" charakterisiert also den Vorgang richtig.

Schwieriger ist die Bezeichnung der ganzen Erregungsmethode. Zenneck und andere nennen sie „Stoßerregung". Wenn man diese Definition wörtlich auffaßt, so gehört in diese Klasse meiner Ansicht nach nur die Methode von Eichhorn. (Früheres D.R.P. Nr. 157056.) Die Schaltungsweise dieser Anordnung stellt Fig. 4 dar. In der abgebildeten Form, die etwas von der Originalausführung nach dem genannten ehemaligen D.R.P. abweicht und von Herrn Pichon[1]) stammt, erhält ein geschlossener Schwingungskreis (ein offener natürlich ebenso) durch aus einer Gleichstromquelle mittels Unterbrecher zugeführte Ladungen einzelne Stöße. Das Charakteristische dieser Methode ist das Vorhandensein von nur einem einzigen Schwingungssystem. Diese

1) Vgl. hierüber meine Mitteilung „Stoßerregung elektrischer Schwingungen auf Seite 633. Dr. Eichhorn.

Methode wird heute vielfach für Meßzwecke gebraucht. Für telegraphische Übertragung sind die Energien viel zu klein, weil die Ladespannungen in Rücksicht auf den Unterbrecher, welcher völlig funkenfrei arbeiten muß, nur niedrig sein dürfen (höchstens 4 V). Ganz anders beim Wienschen Verfahren. Bis zur Beendigung der ersten Energiewanderung hat der Erreger, z. B. 16 % Kopplung vorausgesetzt, etwa sechs Halbschwingungen gemacht. Er muß dabei stets sehr genau auf das Sekundärsystem abgestimmt sein. Wenn man trotzdem von Stoßerregung spricht, so muß man sich diese sechs Halbschwingungen als einen resultierenden Stoß vorstellen, was mir etwas gezwungen vorkommt. Zenneck definiert übrigens einen „guten Sender mit Stoßerregung" in seinem neuen, bereits erwähnten Leitfaden auf Seite 384 dahin, daß die Schwingungen im Primärsystem nach der ersten Periode der Schwebung auslöschen, nachdem das Primärsystem alle Energie an

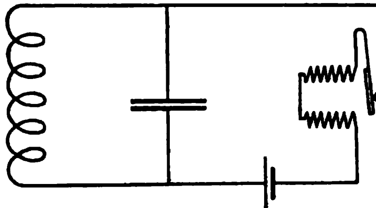


Fig. 4. Schaltung für Stoßerregung.

das Sekundärsystem abgegeben habe. Hiernach gehört die Wiensche Methode natürlich zur Stoßerregung, aber es bleibt trotzdem die Frage, ob man diese Erregung überhaupt Stoßerregung nennen darf. Viel eher ist die Bogenlampe mit großem Primärkondensator eine Stoßerregung. Hier kann man das Löschen schon nach der zweiten Halbschwingung erzwingen. Zwischen den beiden Kreisen ist eine Abstimmung kaum noch nötig.

Inswischen sind noch andere Erregermethoden entstanden, die der Stoßerregung der Bogenlampe ähnlich zu sein scheinen (vgl. Zenneck, Leitfaden der drahtlosen Telegraphie), nämlich die Methode der Badischen Anilin-Fabrik und die von Lepelsche. Über die erstere ist uns nichts näheres bekannt, während über die Lepelsche[1]) doch in verschiedenen Tageszeitungen einige Mitteilungen erfolgt sind. Es scheint sich um

1) Vgl. die inzwischen erschienene französische Patentschrift 393292 vom 14. VIII. 1908. Aus der Schaltungsweise geht es klar hervor, daß es sich bei von Lepel um Stoßerregung nicht handelt.

einen Lichtbogen in Wasserstoff zwischen zwei sehr nahe aneinander gerückten Metallflächen zu handeln, durch welche dann im Sekundärkreis eine annähernd kontinuierliche Schwingung erzielt wird (vgl. „Electrician“, Bd. 63, 1909, S. 157).

Ich gehe jetzt zu den Einzelheiten der „tönenden Funken“ über.

Die Theorie der ganzen Erscheinung gibt M. Wien selber im Jahrbuch 1, 471—473, 475—476. Die Ursache des schnellen Erlöschens liegt, wie Wien schon sagte, offenbar in der geringen Wärmeträgheit kleiner Funkenstrecken. Wir benutzen diese Erscheinung zweimal. Einmal wie Wien, um einwellige, wenig gedämpfte Wellenzüge zu erhalten, und zweitens, indem wir sehr rasche und sehr regelmäßige Funkenfolgen herstellen, genau, wie wir dies seit Januar 1907 bei der Quecksilberlampe machten. Während eine sehr schnelle Funkenfolge bei einer gewöhnlichen Funkenstrecke nur bei starkem Gebläse möglich ist (wobei dann erhebliche Energiemengen verloren gehen), gelingt es bei Löschfunken ohne weiteres, genau so gut, wie bei der Quecksilberlampe, mit welcher von Simon[1]) die hohe Funkenfolge[2]) zuerst gezeigt wurde, und zwar unter Hinweis auf die Möglichkeit, hiermit größere Reichweiten bei Benutzung quantitativ arbeitender Detektoren zu erzielen. Hierdurch erhält man große Schwingungsenergie bei relativ kleiner Maximalspannung. Wenn man diese Impulse sehr regelmäßig folgen läßt, so erzeugt diese Form der Senderenergie bei Anwendung quantitativ arbeitenden Detektors an der Empfangsstelle rhythmische Bewegungen einer Telephonmembran oder eines Ankers und hierdurch einen musikalisch reinen, akustischen Ton. Es wäre vielleicht zweckmäßig, solche Anordnung als „tönende Löschfunken“[3]) zu bezeichnen. Wir haben die vereinfachte Benennung „tönende Funken“ eingeführt.

Wir wollen jetzt auf die technischen Mittel näher eingehen und beginnen mit der Schaltungsweise des Senders. Unsere Sender bestehen aus einem Erregerkreise, welcher die Löschfunkenstrecke enthält. Mit diesem ist induktiv oder galvanisch das elektrisch gleichgestimmte Luftleitersystem gekoppelt. Die Kopplung zwischen beiden Kreisen ist einerseits so eng, daß die Erregerenergie möglichst schnell

---

1) Simon, Phys. Ztschr. 26, S. 737, 1903.

2) Auch Slaby zeigte im Sommer 1903 Dampflampen mit sehr hoher Funkenfolge.

3) Im Sender ist das „tönen“ nicht erforderlich und nicht wünschenswert, und im Empfänger gibt es ein „tönen“ aber keine Funken, weshalb man am besten wohl „tonerregende Löschfunken“ sagen würde.

Der Herausgeber.

übergeht, aber anderseits noch so lose, daß das Erlöschen nach der ersten Schwebung eintritt, sodaß außer der sekundären Hauptschwingung keine weiteren Wellen nennenswerter Amplitude wahrnehmbar sind. Hierbei kommen wir in den meisten Fällen auf Kopplungsgrade von 15—20 %. Die Dämpfung der ausgestrahlten Welle beträgt bei den langsam strahlenden Schirm- und T-Antennen, etwa 0,08—0,1, wenn die Antenne mit ihrer Grundschwingung und nur 0,05—0,03, wenn die Welle auf die drei- bis vierfache Grundschwingung verlängert ist. So kleine Dekremente sind aber nur zu erzielen, wenn besondere Maßregeln angewendet werden, um alle Verluste nach Möglichkeit niedrig zu halten.

Wer je mit Schwingungen so geringer Dämpfung gearbeitet hat, der wird mir Recht geben, wenn ich behaupte, daß es aus dem Verhalten eines Resonanzkreises (natürlich ohne Aufnahme einer Resonanzkurve) nur schwer zu erkennen ist, ob es sich um wirklich ungedämpfte das heißt Schwingungen konstanter Amplitude, oder um sehr wenig gedämpfte Schwingungen handelt. In der Praxis ist die Resonanzschärfe zwischen den so erregten und den Bogenlampenschwingungen tatsächlich nicht verschieden, da bei letzteren ununterbrochen, wenn auch kleine Frequenzschwankungen, die durch Bogenschwankungen verursacht werden, vorhanden sind (vgl. Zenneck, „Leitfaden für drahtlose Telegraphie", S. 332), die sich auf den Resonator genau wie eine Dämpfung äußern. Bei der Löschfunkenerregung hat die Beschaffenheit der Funkenstrecke keinen Einfluß auf die Frequenz des zweiten Kreises. Sie braucht daher nicht reguliert zu werden. Die Periode ist vielmehr absolut konstant, und es kann daher die Resonanz voll ausgenutzt werden. In Anbetracht der sehr geringen Antennendämpfungen haben wir bisher die Verwendung von Zwischenkreisen[1]) zwischen Erreger und Antenne, wie sie Stone vielfach für gewöhnliche Funken[2]) und Wien neuerdings für schnell löschende[3]) vorgeschlagen hat, zwar im Laboratorium vielfach erprobt, praktisch noch nicht zur Einführung gebracht. Die Dämpfung des Zwischenkreises dürfte, um vorteilhaft zu arbeiten, höchstens $^1/_{10}$ derjenigen Antenne sein, also höchstens 0,01—0,005. Das ist aber sehr schwer auszuführen, uns jedenfalls noch nicht gelungen. Notwendig kann ein Zwischenkreis dort werden, wo man eine normale Antennenform und -dämpfung nicht anwenden kann; er wird dann aber eine Komplikation sein, die sich nament-

1) D. R. P. Nr. 198592.
2) Amerikanisches Patent Nr. 12149, 2. XII. 1902.
3) Phys. Ztschr. 2, 49, 1908.

lich bei häufigen Wellenlängenänderungen unangenehm bemerkbar machen wird[1]).

Die schnelle Einstellung verschiedener Wellenlängen, welche heute von den Abnehmern häufig gefordert wird, verursacht sogar schon bei der einfachen Schaltung, mit der wir arbeiten, nicht geringe Schwierigkeiten. Die Sender sollen nicht nur viele Wellenlängen, und zwar in möglichst großem Bereiche, aussenden, sondern man verlangt sogar vielfach eine kontinuierliche Veränderung in weiten Grenzen, eine große kontinuierliche Wellenskala. Zur Veränderung der Wellenlänge kommen



Fig. 5. Sendevariometer (2 K.W.).

zwei Variationen in Betracht, entweder die von Kondensatoren oder die von Induktionsspulen oder Kombinationen beider. In Rücksicht auf die Induktorverhältnisse nimmt man am bequemsten Induktionsspulen, und zwar am liebsten variable, welche unter dem Namen „Variometer" in der drahtlosen Technik eingeführt sind. Bisher wurden die Variometer nur für geringe Spannungen und Stromstärken gebaut und daher nur für die Empfänger angewendet. Jetzt ist es uns geglückt, sie so zu konstruieren, daß sie sehr erhebliche Energiemengen aufnehmen, und deshalb werden sie nunmehr von uns auch für Senderzwecke in die drahtlose Technik eingeführt. Die Fig. 5 zeigt ein solches für den Erregerkreis oder die Antenne eines Senders bestimmtes

1) Vgl. besonders Jahrb. 1, 476 u. 479, 1909. Die Redaktion.

Variometer. Das Variometer besteht aus einer festen und einer drehbaren kreisrunden Platte. In beide sind Windungen eingelegt, und diese entweder in Reihe oder parallel geschaltet (vgl. Fig. 6). Stehen die Scheiben so, daß die Felder der vier Spulen sich addieren, so ist dies die Einstellung auf höchste Selbstinduktion, wenn dagegen die Felder entgegengesetzt sind, hat man niedrigste Selbstinduktion.

Die kontinuierlich verlaufenden Zwischenstellungen ergeben die Zwischenwerte. Ein solches Variometer verändert bei einer ganzen Umdrehung von 360° und einer einmaligen Umschaltung der Wicklung

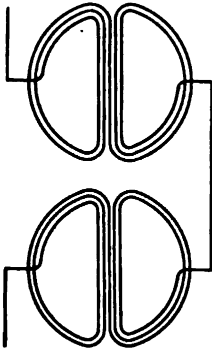


Fig. 6.

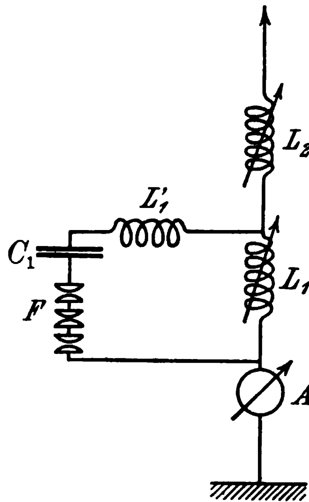


Fig. 7.
Schaltung des Senders.

von Parallel- auf Reihenschaltung seine Selbstinduktion von 1 bis 16. Diese Variometerform stammt von Rendahl.

Die Einstellung irgendeiner gewünschten Wellenlänge in beiden Schwingungskreisen mittels solcher Variometer ist leicht zu erzielen. Schwieriger ist dagegen die Aufgabe, für alle Wellenlängen des Senders schnell die passende Kopplung für gutes Erlöschen herzustellen.

Rendahl hat diese Schwierigkeit in einfachster Weise durch folgende Schaltungsweise beseitigt. Fig. 7 zeigt unsere neue Senderschaltung. Der Erregerkreis ist aus der Kapazität C_1, der Funkenstrecke F und dem Kopplungsvariometer L_1 gebildet. An dessen Pole ist über ein Hitzdrahtinstrument die Erde beziehungsweise das

Gegengewicht und die Antenne mit in ihr eingeschaltetem Verlängerungsvariometer L_2 angeschlossen. C_2 sei die Antennenkapazität. L_1 soll die gesamte Selbstinduktion des Erregers darstellen. So läßt sich theoretisch und praktisch zeigen, daß für jede beliebige Welleneinstellung, welche durch die Variometerveränderungen herbeigeführt ist, die Kopplung konstant bleibt, und daß der Kopplungsgrad ein für allemal durch das Verhältnis $\sqrt{\frac{C_2}{C_1}}$ gegeben ist. Dieses Verhältnis beträgt etwa 1 : 25 bei 20 % Kopplung. In Wirklichkeit ist es allerdings wünschenswert, daß die Kopplung nicht ganz konstant bleibt, sondern bei kürzeren Wellen — weil hier die Zeit für das Erlöschen sehr kurz würde — etwas loser ausfällt. Dies wird in einfachster Weise durch eine im Erregerkreis befindliche konstante, im Verhältnis zu L_2 sehr kleine Zusatzselbstinduktion L_1' bewirkt, die zur Kopplung nicht benutzt wird. Solange L_1 auch klein ist, kommt L_1' gegen L_1 in Betracht, und die Kopplung ist loser; gegen größere Werte von L_1 ist dagegen L_1' zu vernachlässigen, und die Kopplung ist fester.

Bei konstanter Primärkapazität ändert das Variometer (Fig. 5) die Welle etwa von 1 bis 4, z. B. von 500 bis 2000 m. Andere, etwas kompliziertere Konstruktionen gestatten sogar eine kontinuierliche Variation von etwa 1 bis 5, z. B. von 600 bis 3000 m.

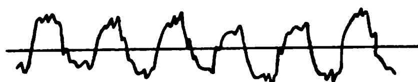
Soll der Wellenbereich noch vergrößert werden, so werden entweder die Variometer ausgetauscht, oder dies wird durch eine stufenweise Veränderung der Kapazität C_1 bewirkt. Im letzteren Falle muß hiermit natürlich auch ein Austausch der Antenne stattfinden, damit die passende Kapazitätsübersetzung und damit die geeignetste Kopplung wieder hergestellt ist. Ein Antennenaustausch ist übrigens deshalb notwendig, weil von einer gewissen Verlängerung der Wellen, nämlich von der 4- bis 5-fachen Grundschwingung ab, die Antennenstrahlung zu klein wird. Merkwürdigerweise hatte man diese längst zur Selbstverständlichkeit gewordene Maßnahme beim Erscheinen der Bogenlampenmethode vergessen. So habe ich häufig die Behauptung aufstellen hören, man könne beliebig lange Wellen aus jeder Antenne mit genügender Strahlungsenergie senden. Warum dann überhaupt der lange Umweg, warum nicht einfach die Antenne an die Pole irgendeines Wechselstromgenerators gelegt?

Diese Rendahlschaltung für konstante Kopplung kann natürlich auch bei Zwischenkreisschaltung Anwendung finden.

Wir gehen jetzt zum Speisestrom des Erregers über. Eine möglichst hohe Impulszahl war aus den bekannten Gründen sehr er-

wünscht; hierfür war der Gleichstrom das naheliegende. Gegen den Gleichstrom aber sprachen mehrere Gründe, vor allem die große Lichtbogenneigung, dann die hohe Spannung, die schon bei Sendern von etwa 4 K.W. Schwingungsenergie ab notwendig ist aus Rücksicht auf gutes Arbeiten der Funkenstrecke, dann Komplikationen für den Empfänger wegen der nicht sehr regelmäßigen Funkenfolge. Der letztere Grund ließ uns sehr bald auch vom Wechselstrom normaler Periode abgehen, obgleich auch hiermit sehr hohe Impulszahlen durch Partialentladungen hergestellt werden können. Wechselstrom gewährt hierfür außer den bekannten Vorteilen noch einen besonderen. Die erwähnte Lichtbogenneigung in den Funkenstrecken, die sich bei dem Gleichstrom trotz induktiver und anderer Widerstände nie ganz vermeiden läßt, ist

Schlechter Ton



Guter Ton

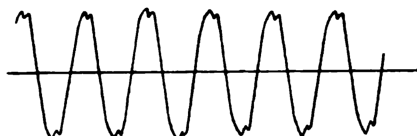


Fig. 8.

hier gänzlich verschwunden. Mit Wechselstrom normaler Periode arbeiten wir so, daß für jeden Wechsel eine ganze Reihe Partialentladungen stattfinden. So zeigt Fig. 8 (obere Kurve „schlechter Ton") die oszillographisch aufgenommene Stromkurve am Transformator sekundär bei drei Partialfunken pro Wechsel. Diese sowohl zeitlich wie auch der Amplitude nach unregelmäßigen Impulse können zwar eine recht große Senderenergie ergeben und trotzdem für die üblichen Hörempfänger sehr wenig wirkungsvoll sein. Unsere Versuchsstation Nauen arbeitete z. B. eine Zeitlang bei 150 sekundlichen Wechseln mit etwa 2000 Impulsen pro Sekunde. An der Empfangsstelle darf man dann die Energie nicht nach Umformung durch den Detektor in pulsierenden Gleichstrom einfach dem Telephon zuführen. Die unregelmäßigen, sehr rasch folgenden Impulse erzeugen nur geringe Membranamplituden. Man muß daher erst besondere Energieumformungen

an der Empfangsstelle mittels eines Unterbrechers oder dergleichen vornehmen, etwa nach Art des Poulsenschen Tickers. Je dichter die Impulse sind, um so weniger hörbar ist ein solcher Sender im Empfangstelephon, um so geeigneter für Telephonie und um so weniger für Telegraphie, außer bei Anwendung der eben beschriebenen Empfangsmaßnahme, die aber, wie ich später schildern werde, eine unangenehme Kehrseite hat.

Für praktische Zwecke und namentlich in Rücksicht auf den Empfänger ist es am günstigsten, eine Impulsfolge von 500 bis 2000 sekundlichen Funken durch Wechselströme von etwa 500 bis 2000 sekundlichen Wechseln herbeizuführen derart, daß pro Wechsel eine Entladung erfolgt. Hierbei kann die Regelmäßigkeit so groß werden, daß das Funkengeräusch zum musikalisch reinen Ton wird (vgl. Fig. 8 unten, „guter Ton“).

Mit 500- bis 1000-periodigem Wechselstrom ist die Erzeugung von tönenden Funken bereits mehrfach vorgeschlagen[1]) und auch versucht worden. Es ist mir aber nicht bekannt, daß außer bei der Dampflampe eine gute Tonerzeugung gelungen sei. Die Reinheit des Tones spielt bei der Energieausnutzung und Störungsfreiheit des Empfängers, wie wir noch sehen werden, eine entscheidende Rolle.

Den Maschinenstrom transformieren wir zur Ladung der Erregerkapazität auf 4000 bis 70000 V. je nach der Größe der Station. Die Transformation kann ebenso durch einen technischen Transformator wie durch einen Induktor erfolgen. Beide haben ihre Vor- und Nachteile. Die Wirkungsgrade beider sind etwa die gleichen. Bei größeren Stationen nehmen wir einen Induktor, bei kleineren einen Transformator. An dieser Stelle möchte ich betonen, daß die sehr schlechten Wirkungsgrade der Induktoren, wie sie aus der Röntgentechnik und den Laboratoriumsbetrieben sprichwörtlich sind, hier nicht zutreffen. Dies liegt an den richtigen Größenbemessungen und an der Rückwirkung der Ladekapazität und der nicht übermäßig hohen Spannung.

Wir kommen jetzt zu den Hochfrequenz-Apparaten, und zwar zunächst denjenigen des Erregerkreises. Hier war die Hauptsache die Durchbildung der Löschfunkenstrecke selber, und an dieser Stelle häuften sich die Schwierigkeiten in besonders großer Zahl. Besonders erfolgreich hat hieran Dipl.-Ing. Rosenbaum gearbeitet. Die Hauptschwierigkeiten, welche zu überwinden waren, bestanden darin, die Funkenfolge ganz regelmäßig zu gestalten. Der Funke

1) Vgl. Blondel, amerik. Patentschriften 1900, Nr. 783923.

setzte sich häufig im Mittelpunkte der Elektroden fest und erhitzte ihn so, daß ein Lichtbogen einsetzte, der die Elektroden an dieser Stelle zerstörte, wobei die Schwingungen aussetzten. Dieses Übel haben wir durch Einführung einer Ringform der Elektroden, ähnlich derjenigen, die wir schon längere Zeit als „Ringfunkenstrecke" herstellen, beseitigt. Die Fläche der Ringe, auf denen der Funkenübergang stattfindet, ist planiert. Der Funke setzt nun an irgendeiner Stelle, aber niemals im Mittelpunkt, ein und wird dann in radialer Richtung durch das entstehende elektromagnetische Feld ähnlich wie beim Hörnerblitzableiter nach dem äußeren Umfang getrieben. Auf dem Wege dorthin erlischt er schließlich. Um die ganzen Elektroden genau auf sehr kleine Abstände zu halten, haben wir eine Randzwischenlage aus einem Isolationskörper, z. B. Glimmer bestehend, eingeführt. Gleichzeitig erhalten wir so einen recht zweckmäßigen Luftabschluß. Auch mit dieser Form erreichten wir noch nicht die notwendigen großen Energiemengen, sondern kamen immer vorzeitig an eine Grenze, wo die Funkenstrecke unregelmäßig zu arbeiten anfing. Sie mußte nach etwa $^1/_2$ bis 1 Stunde stets auseinander genommen, gereinigt und abgeschmirgelt werden. Die Besichtigung zeigte, daß ihre Oberfläche gelitten hatte. Diese Energiebeschränkungen haben wir heute gänzlich überwunden, wir können jetzt beliebige Energiemengen in Schwingungen umsetzen. Es hat sich bisher noch niemals eine Erscheinung gezeigt, die bei weiterer Vergrößerung den Vorgang erschweren würde. Das neue Mittel war die Serienfunkenstrecke. Die Gesamtenergie wird auf so viele Funkenstrecken gleichmäßig verteilt, daß jede einzelne nur in zulässiger Weise beansprucht wird. Je größer die umzusetzende Energie, um so mehr Teilfunkenstrecken schalten wir in Serie.

Von ebenso großer Bedeutung für das schnelle Löschen und damit für den Wirkungsgrad und die Betriebssicherheit, wie die Konstruktion, war das Material der Funkenstrecken. Eisen, Zink, Messing, Aluminium, kurz die sonst für Funkenstrecken üblichen Materialien sind hier gänzlich ungeeignet. Das beste ist Kupfer und Silber, das heißt Metalle von besonders guter Wärmeleitfähigkeit. Nur mit diesen Materialien als Elektroden erhält man ein schnelles Erlöschen selbst bei Kopplungen bis 20 % herauf. Enge Kopplungen sind notwendig, damit schnelle Energieabführung eintritt, und hierdurch die Funkenstrecke zeitig entlastet ist, damit sie sich bis zu der nächsten Entladung genügend abkühlen kann. Aus demselben Grunde sind möglichst regelmäßige Entladungen vorteilhaft, weil dann die Abkühlungszeiten am günstigsten sind. Je zeitiger das Erlöschen, um so geringer natür-

lich die Verlustwärme in der Funkenstrecke. Fig. 9 zeigt eine komplett zusammengesetzte Funkenstrecke. Die große Zahl der Einzelfunkenstrecken bringt keine Betriebskomplikation, weil ein Nachstellen oder Nachsehen kaum nach Wochen nötig ist. Im Gegenteil, sie ermöglicht eine sehr einfache und praktisch sehr wertvolle Regulierung der Senderenergie. Bei der alten Funkentelegraphie erfolgte diese durch die Veränderung der Funkenlänge, also der Einsatzspannung. Dies ist zwar an der einzelnen Löschfunkenstrecke nicht möglich, dagegen kann man nach Bedarf einige oder viele der Einzelfunkenstrecken

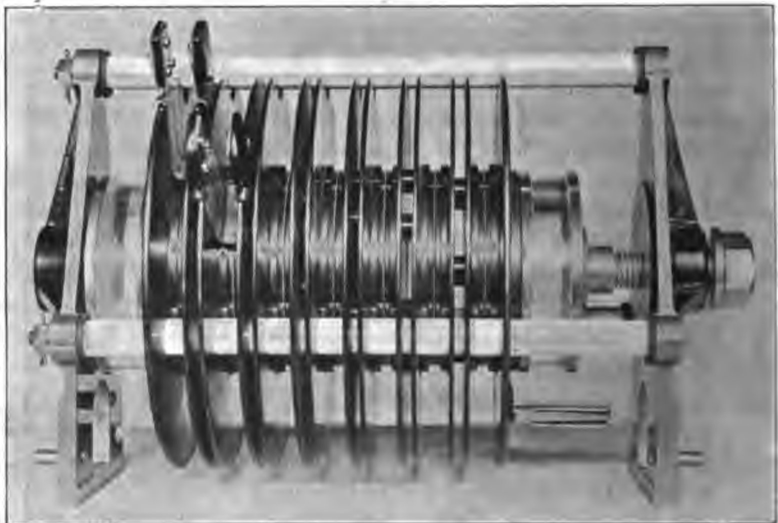


Fig. 9. „Tönende" Funkenstrecke.

kurzschließen. Arbeitet man z. B. mit der Hälfte der Funkenstrecken, so sendet man mit $^1/_4$ der Maximalenergie. Bei 10 Teilfunkenstrecken ist es demnach möglich, die Maximalenergie durch Ausschaltung von 9 Funkenstrecken bis auf $^1/_{100}$ zu verringern, ohne an der Energieform etwas zu ändern. Will man noch weiter herab, so legt man in den Erregerkreis einen Ohmschen Widerstand. Dieses Verfahren ist sehr bequem, wenn auf sehr kleine Entfernungen, wie z. B. in einem Hafen, wo sonst kräftige Stationen die empfindlichen Detektoren schädigen, telegraphiert werden soll. Der Widerstand ändert nichts an dem Ton und der Dämpfung der ausgesandten Wellen, sondern vermindert allein die Amplitude und damit die Fernwirkung.

Das schnelle Löschen der Funken tritt exakter ein, wenn die Energie pro Funkenstrecke verhältnismäßig gering ist. Unter sonst gleichen Bedingungen arbeitet man daher besser, wenn man den Elektrodenabstand klein wählt. Natürlich gibt es hierin eine Grenze in Rücksicht auf die Betriebssicherheit, da stets kleine Genauigkeitsfehler der Abstände vorhanden sind, und auch ganz kleine Oberflächenunebenheiten beim längeren Betriebe auftreten. Statt Luft als Übergangsmedium haben wir auch andere Gase, z. B. Wasserstoff, benutzt.[1])

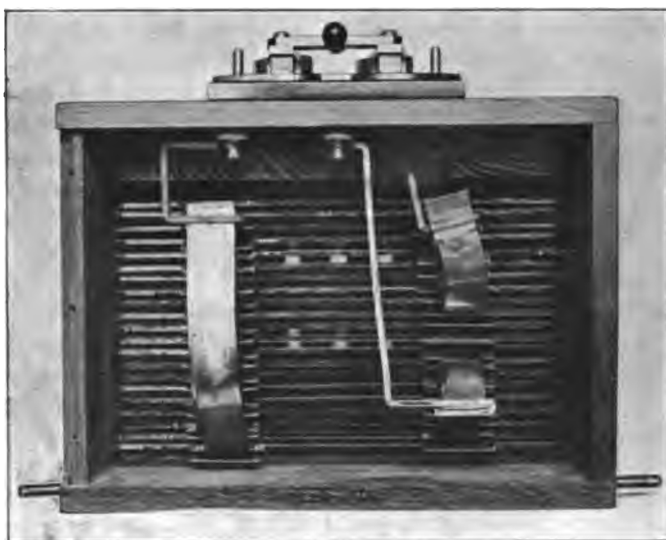


Fig. 10. Primärkondensatoren.

Eine Funkenstrecke, die wegen zu großem Elektrodenabstand in Luft nicht mehr exakt erlischt, kann durch eingeführten Wasserstoff brauchbar werden. Indessen vermeidet man besser diese Komplikation und arbeitet mit etwas kleineren Abständen und etwas geringerer Energie pro Funkenstrecke. Ich möchte hierbei erwähnen, daß man wohl jeden gekoppelten Sender mit einfacher, gewöhnlicher Funkenstrecke einwellig mochen, das heißt zum rechtzeitigen Löschen bringen kann, wenn man

1) Meines Wissens ist dieser Vorschlag zuerst von Zenneck gemacht und in seinem Braunschweiger Laboratorium ausgeführt worden; vgl. „Jahrbuch d. drahtl. Telegraphie u. Telephonie", Bd. I, S. 480: Über Funkenstrecken für Stoßerregung, von A. Espinosa de los Monteros.

die Funkenstrecke genügend stark bläst. Es gelang uns auf Vorschlag von Herrn Ingenieur Pichon im Jahre 1907, mit einem sehr kräftigen Stickstoffgebläse einen 20 % gekoppelten Sender mit Kupferstabfunkenstrecke von ca. 5 mm Funkenlänge einwellig zu machen. Hierbei wird aber ein nennenswerter Energiebetrag in Wärme abgeführt, und der Wirkungsgrad ist etwa ebenso schlecht wie bei Stoßerregung mittels in den Erregerkreis eingeschalteten Widerstandes.

Soviel Arbeit die Durcharbeitung der Funkenstrecke machte, so wenig Mühe verursachte uns die Kapazität. Das rasche Erlöschen des Primärkreises macht es unnötig, große Sorgfalt auf geringe Verluste in ihr zu verwenden, und wir haben vielfach sogar ohne jeden praktischen Nachteil die im Verhältnis zu Leidener Flaschen wesentlich schlechteren Papierkondensatoren (Fig. 10) zur Anwendung gebracht, natürlich entsprechend ihrer geringen Durchschlagsfestigkeit in genügender Zahl in Reihe geschaltet. Die Randstrahlung der Kondensatoren tritt lange nicht in dem Maße ein wie bei langsam erlöschenden Kreisen, offenbar, weil die wenigen Primärschwingungen die Umgebung nur wenig ionisieren.

Bei dieser Gelegenheit möchte ich darauf hinweisen, daß man bisher die Dämpfung der Erregerkreise mit gewöhnlichen Funkenstrecken von unrichtigen Gesichtspunkten aus betrachtet hat, und daß auch die vielen Dämpfungsmessungen, die in den letzten Jahren ausgeführt wurden, von falschen Voraussetzungen aus gemacht wurden. Man hat ausnahmslos, soweit mir bekannt, leerlaufende Funkenstrecken, das heißt solche ohne ein angehängtes sekundäres, die Energie entziehendes System gemessen. Man machte dies in der Annahme, daß die später hiermit zu koppelnde Antenne ein beträchtliches Dekrement von annähernd 0,2 oder dergleichen hätte. In Wirklichkeit liegen aber die Antennendämpfungen bei der Grundschwingung etwa bei 0,08 und bei starker Verlängerung bei 0,03, wie z. B. eine an der Antenne unseres Laboratoriums mittels Löschfunkenerregung aufgenommene Resonanzkurve zeigt (Fig. 11). Unter diesen Umständen hat eine Verringerung der (leerlaufenden) Erregerdämpfung lange nicht den Wert, den man ihr beigemessen hat. Das Erregersystem war manchmal viel stärker gedämpft als die Antenne. Wir hatten eine Erregertype mit einem auf sehr kleines Volumen zusammengedrängten Flaschenkreis alter Konstruktion, der leerlaufend etwa 0,35 gedämpft und daher, physikalisch betrachtet, recht schlecht war. Mit diesem Erreger haben wir mit nur 1,5 K.W. Primärenergie von Schiff zu Schiff öfter Entfernungen bis zu 1500 km überbrücken können! Er war also seiner prak-

tischen Wirkung nach ausreichend. Heute können wir natürlich unbeschadet den Erreger noch schlechter machen, ohne an Abstimmschärfe oder Entfernung einzubüßen. Die hierdurch verursachte Energievergeudung ist ganz unerheblich. Die einzigen maßgebenden Gesichtspunkte sind Betriebssicherheit und kleines Volumen.

Ganz ähnliches gilt auch für das dritte Element des Erregers, die Induktionsspule, allerdings nur für diejenigen Teile, welche nicht im Kopplungsbereich des Sekundärsystems liegen. Die konstruktive Ausführung variabler Induktionsspulen ist bereits von mir oben besprochen.

Durch das schnelle Erlöschen des Erregers wird eine bisher unbekannte Ökonomie in der Erzeugung von Hochfrequenz erreicht. Der Wirkungsgrad des 500-periodigen Wechselstromgenerators bei etwa 2 K.W. Leistung beträgt 75 %, der des Induktors etwa 80 % und der der Schnellfrequenzerregung etwa 85 %; demnach der Gesamtwirkungsgrad mit Maschine 50 % und ohne Maschine 65 bis 70 %. Bei größeren Anlagen, z. B. einer 8 K.W.-Station, ist er natürlich noch höher. Vergegenwärtigen wir uns die Wirkungsgrade anderer Erzeugungsmethoden. Bei gewöhnlichen Funkenanlagen kann man höchstens auf 20 % und bei der Bogenlampe auf 10 bis 15 % kommen! Größere Bedeutung erhalten die großen Wirkungsgrade besonders dort, wo die elektrische Energie in der Station erzeugt werden muß, denn hier wird eine erhebliche Verbilligung des Betriebes erzielt. Außerdem gestattet diese Ökonomie, bei einer bestimmten Nutzleistung mit wesentlich geringerem Volumen und Gewicht der Apparate auszukommen, was für Schiffsstationen und namentlich für transportable Militär-Landstationen von großer Bedeutung ist. Der Wirkungsgrad der reinen Schnellfrequenzumformung hat sich hiernach dem maximal möglichen von 100 % schon stark genähert, so daß wesentliche Verbesserungen nicht mehr zu erwarten sind. Dr. Kiebitz sagt daher („Elektrot. Ztschr." 1909, S. 222): „Darum dürfen wir in dem System der tönenden Funken einen vorläufigen Abschluß des Problems der Hochfrequenzschwingung erblicken." Hier zeigt sich also

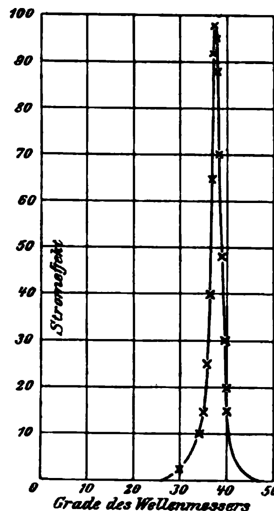


Fig. 11.

eine ganz wesentliche Überlegenheit gegenüber der eingangs von mir erwähnten Impulssteigerung beim Verfahren der Amerikaner.

Viel schwieriger war die Ausgestaltung des sekundären Kreises, weil in diesem die Energie lange verbleibt und weil seine Dämpfung für diejenige der ausgesandten Welle maßgebend ist. Wir hatten die Wahl zwischen zwei Schaltungen, nämlich der einfachen alten Braun-Schaltung und einer „Zwischenkreisschaltung". Letztere ist sowohl in unserem Dampflampen-Patente erwähnt, wie auch von M. Wien[1]) bereits angegeben, hat unzweifelhaft große elektrische Vorzüge, erfordert aber schnell strahlende, das heißt stark gedämpfte Antennen. Dies ist in vielen Fällen gleichbedeutend mit einer Vergrößerung der Masthöhe. Die Apparatur ist durch das Hinzukommen eines weiteren Schwingungskreises vergrößert und die Bedienung namentlich bei Wellenlängenänderungen erschwert. Wir sind daher vorläufig bei der alten Braun-Schaltung in Verbindung mit langsam strahlenden, wenig gedämpften Antennen geblieben, um so mehr, als diese Antennenformen für den Empfänger günstiger[2]) sind. Wir haben hierbei auf der anderen Seite eine Anzahl Schwierigkeiten mit in den Kauf nehmen müssen. Bei den sehr wenig gedämpften Antennen entfällt ein nur sehr kleiner Dämpfungsbetrag auf die Strahlung. Wenn der Antennenwirkungsgrad nicht schlecht werden soll, müssen daher alle Verlustdämpfungen sehr niedrig bleiben. Zu den Verlusten gehören die durch Erdströme, durch stille Entladungen (Sprühen) und durch Leitungswiderstand.[3]) Die Erdverluste sind namentlich bei Landstationen bisweilen sehr schwer zu vermeiden, trotz großer Anzahl und Länge der Erddrähte und trotz großer Gegengewichtsflächen. Leichter zu vermeiden sind die beiden anderen Verlustquellen. Wir haben eine ganze Anzahl von Spezialkonstruktionen für diese Zwecke geschaffen, z. B. besonders gute Isolatoren, Durchführungen und ein besseres Antennenmaterial. Es würde mich aber zu weit führen, hier auf Einzelheiten einzugehen. Es ist uns ebenfalls geglückt, den Verlustwiderstand der in die Antenne zu schaltenden Induktionsspulen ganz wesentlich zu erniedrigen. Diese fertigen wir, und zwar sowohl diejenigen konstanter wie die variabler Selbstinduktion, aus Drähten mit ganz geringen Wirbelstromverlusten. Gerade in dieser Hinsicht haben wir in letzter Zeit recht erhebliche Fortschritte gemacht. Zur Bewicklung wird ausschließlich sehr fein unterteilter

1) Vgl. Phys. Ztschr. 1908, Nr. 2, S. 50.

2) Ann. d. Phys. 25, 446: Der Empfang elektrischer Wellen in der drahtlosen Telegraphie, von Reinhold Rüdenberg.

3) Zenneck, Leitfaden der drahtlosen Telegraphie, S. 153.

Kupferdraht[1]) von höchstens 0,07 mm Durchmesser benutzt, den wir seit Jahren bereits für alle Empfangskreise anwenden, und von diesem werden so viel isolierte Einzeldrähte parallel geschaltet, als es der verlangte niedrige Widerstand und die großen Stromstärken in der Antenne erfordern. Sehr gründliche Messungen über die Verluste an Spulen der verschiedensten Form und Wicklungsart sind bei sehr hohen und niedrigen Frequenzen monatelang im Laboratorium von Herrn Ingenieur Meißner in methodischer Weise ausgeführt worden und haben zu neuen Spulen mit gegen früher wesentlich verminderten Dämpfungen für Sender und Empfänger geführt. Ein Teil dieser Arbeiten wird von Herrn Meißner demnächst veröffentlicht werden.

Sehr niedrige Widerstände sind in Rücksicht auf die sehr hohen Antennenstromstärken notwendig. Unsere heutige kleinste Type, die 2 KW-Station, gibt z. B. bei 1000 cm Antennenkapazität eine Antennenstromstärke von etwa 18 Amp. bei einer Wellenlänge von 1000 m und einem Antennenwiderstand von ca. 6 Ohm. Die Antennenspulen bestehen hier aus 480 parallel geschalteten Einzelleitern. Die 8 KW-Station liefert in eine Schiffsantenne von 2000 cm Kapazität bereits 35—40 Amp. bei gleicher Welle und etwa 3 Ohm Widerstand. Ihre Spulenwicklung besteht deshalb aus über 3000 Drähten.

Nun aber müssen alle parallel geschalteten Drähte auch voll ausgenutzt werden, das heißt alle müssen die gleiche Stromstärke führen. Dies erreichen wir durch besondere Spulenwicklungen, bei denen jeder Draht genau gleichen Ohmschen und Selbstinduktions-Widerstand hat.

Zur bequemeren Veränderung der Welle der Antenne ist ein Teil dieser Spulen als Variometer, also mit kontinuierlich variabler Selbstinduktion ausgeführt, der andere Teil ist sprung- oder stufenweise veränderlich. Durch Hintereinanderschaltung und passende Bemessung beider ergibt sich eine kontinuierliche Wellenveränderung in sehr weiten Grenzen. Meist reicht die kontinuierliche Verlängerung von der Antennen-Grundschwingung bis zu ihrer vierfachen Verlängerung. Fig. 12a u. 12b zeigt einen Satz solcher Antennenspulen nebst zugehörigem Variometer. Bei der alten Erregermethode war höchstens eine Wellenverlängerung auf etwa die 1,5-fache Grundschwingung zulässig. Bei einem Mehr nahm die Fernwirkung außerordentlich ab. Durch jede Spulenverlängerung wird bekanntlich die Strahlung verringert, so daß die Energie länger in der Antenne verbleibt, bis sie allmählich ausgestrahlt ist. Dies hatte also bei der alten Methode zur Folge, daß die Anzahl

1) D. R. P. Nr. 166946.

der Energieschwebungen zunahm, und hierdurch entstand ein größerer Energieverlust in der Funkenstrecke. Der Erregerwirkungsgrad wurde somit verschlechtert. Beim Löschfunkensystem ist das Primärsystem nach der ersten Schwebung nicht an den weiteren Schwingungsvorgängen mehr beteiligt, folglich fällt hier die Verlustvermehrung weg. Schlechter wird auch natürlich bei solchen Verlängerungen ebenso wie bei der alten Erregung und überhaupt bei jeder anderen sonst noch denkbaren Methode der Wirkungsgrad der Antenne selber. Es bleibt nämlich bei großen Verlängerungen die Gesamtdämpfung annähernd

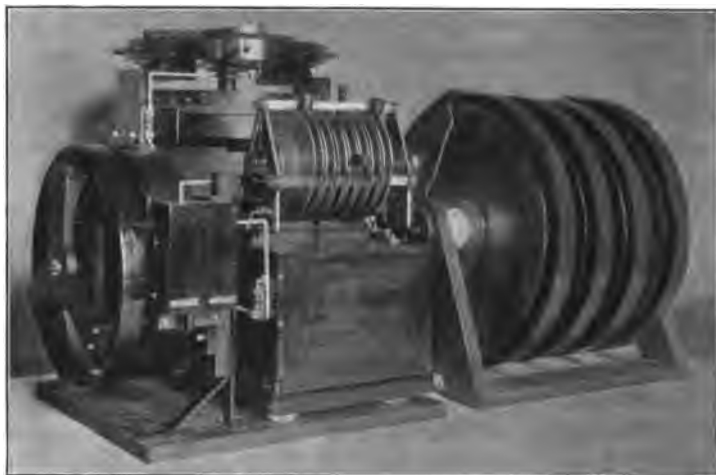


Fig. 12a. Kompletter Sender für 2 K.W.

konstant, aber die Strahlungs-, das heißt die Nutzdämpfung fällt. Bei vielleicht zehnfacher Verlängerung ist sie bereits verschwindend klein.

Wir kommen jetzt zum Empfänger. Für die Wahl des Detektors und seine Schaltungsweise ist die Energieform des Senders maßgebend. Diese zeigt bei den tönenden Funken drei Hauptmerkmale:

1. Eine sehr rasche Impulsfolge mit verhältnismäßig kleiner Maximalspannung, daher große Reichweiten auch bei sehr kleinen Antennen. Für diese Energie kommen nur unmittelbar nach dem Ansprechen aufs neue aufnahmefähige und gleichzeitig quantitativ arbeitende Detektoren, wie die elektrolytische Zelle und vor allem die modernen sogenannten Kontaktdetektoren, welche als Gleichrichter (ohne Relaiswirkung) arbeiten, in Frage, nicht aber der Kohärer. Je rascher die Impulsfolge und je kleiner die Pausen dazwischen, um so geringer

die Maximalspannungen am Sender und Empfänger, um so ungünstiger hierfür der nur auf einmalig hohe Spannung ansprechende Kohärer. Den Grenzfall bilden die „ungedämpften" Schwingungen mit konstanter sehr kleiner Amplitude, für welche der Kohärer am ungeeignetsten ist. Je näher wir diesem Grenzfall kommen, um so schlechter wird die



Fig. 12b. Kompletter Sender für 2 K.W.

scheinbare Empfindlichkeit und die Reichweite des Kohärers im Verhältnis zum Detektor. Bei 30—40 sekundlichen Funken reicht der Detektor nur etwa doppelt so weit als der Kohärer, bei 1000 Funken und entsprechend verkleinerten Spannungsamplituden vielleicht fünfmal und bei ungedämpften Schwingungen entsprechend weiter. Es ist demnach nicht korrekt, wie es leider so oft geschieht, ein bestimmtes Empfindlichkeits- und Reichweitenverhältnis für Kohärer und Detektor anzugeben. Nähere Angaben über die benutzte Energieform sind unbedingt notwendig.

Der moderne Detektor besteht meist aus einer Berührungsstelle zwischem einem Mineral und Graphit oder einem Metall. Besonders bevorzugt sind die verschiedenen „Glanze", wie Eisenglanz und Bleiglanz. Wir wählen meist den letzteren und als Gegenkontakt eine

feine Graphitspitze, die mit leisem, aber konstantem Druck den Bleiglanz berührt. Der Kontakt hat mehrere 1000 Ohm Übergangswiderstand. Ein solcher Detektor arbeitet als Gleichrichter. In der Literatur findet man vielfach die Behauptung, daß die Gleichrichtung durch eine Thermowirkung zustande käme. Der erste derartige wellenempfindliche Kontakt wurde von F. Braun, Straßburg, etwa 1901 beobachtet, aber erst 1904 wurden die Versuche auf Brauns Veranlassung bei uns aufgenommen und weitergeführt. Hierbei hat sich dann Psilomelan und Bleiglanz besonders bewährt.[1]) Der Detektor arbeitet ohne Hilfsbatterie und formt die ihm zugeführten Wechselströme in abklingende Züge pulsierenden Gleichstroms um. 1000 solcher Wellenzüge pro Sekunde vom tönenden Sender abgesandt, endigen als 1000 Gleichstromzüge im Empfänger und werden dem Empfangshörer zugeführt. Sobald die Impulsreihe genügende Regelmäßigkeit besitzt, rufen die Gleichstromstöße Membranbewegungen hervor, die als musikalischer Ton gehört werden. Dann ist zur Erzielung einer bestimmten Lautstärke eine geringere Stromamplitude im Telephon nötig, als bei unregelmäßig kommenden Impulsen, die als Geräusche wirken. Diese Telephonempfindlichkeit ist nach den Messungen von M. Wien[2]) und Austin[3]) für hohe Impulszahlen beziehungsweise hohe Töne vielmals größer als für tiefe Töne oder langsame unregelmäßige Stöße. Man braucht deshalb bei sehr reinem Ton eine wesentlich geringere Raumenergie an der Empfangsstelle für eine klare Telegrammaufnahme als bei den bisherigen Energieformen des Senders. Steigert man die Impulszahl durch Partialentladungen auf mehrere 1000 (unregelmäßige) Entladungen pro Sekunde, dann werden die Lautstärken im Hörer, auch wenn die ausgestrahlte Senderenergie vervielfacht ist, erheblich leiser. Die Gleichstromstöße kommen so unregelmäßig, und die Pausen werden so klein, daß das Telephonmembran kleinere Amplituden macht. Anders verhält sich natürlich ein Galvanometer, welches den mittleren Detektorstrom anzeigt. Dessen Ausschlag steigt mit der Senderenergie, unbekümmert um die Art der Impulsfolge. Ist man beim Sender an diese für den Hörer kritische Grenze gekommen, oder hat man sich sogar dem Grenzfalle, den „ungedämpften" pauselosen Schwingungen genähert, dann bleibt nichts übrig, als an der Empfangsstelle eine Energieumformung für den Hörer vorzunehmen, um wieder auf seltenere Stromstöße ver-

1) Vgl. D. R. P. Nr. 178871.
2) Wien, Phys. Ztschr. 1902, S. 69.
3) Austin, „Bulletin of the Bureau of Standards", Bd. V, 1908, S. 153.

mehrter Amplitude im Telephon zu kommen. Es gibt verschiedene derartige Mittel, z. B. den Poulsen-Ticker[1]), durch welchen während eines kleinen Bruchteiles einer Sekunde die Empfangsenergie für einen einzigen Telephonimpuls summiert wird. Diese Summation ersetzt die Energieakkumulierung, welche sonst beim Sender stattfindet. Bei den ungedämpften Schwingungen ist sie ganz allein an die Empfangsstelle verlegt oder sogar überhaupt nicht benutzt, z. B. dann, wenn der fest mit Empfangsantenne gekoppelte Detektor auf einen Stromanzeiger arbeitet. Ob die alleinige Akkumulierung an der Empfangsstelle oder der gänzliche Fortfall derselben ein Vorteil ist, werden wir bei der Besprechung des zweiten Merkmales der Senderenergieform sehen.

2. Dieses ist die Einwelligkeit und geringe Dämpfung der ausgesandten Schwingung. Bei den früheren fest gekoppelten Sendern verteilte sich die ausgesandte Energie fast stets auf die beiden Kopplungswellen zu gleichen Teilen. Alle Versuche, durch eine Verstimmung der beiden Senderkreise die eine der beiden Wellen zu bevorzugen, blieben wenig erfolgreich. Der Empfänger wurde dann auf die eine Kopplungswelle, meist die kürzere, abgestimmt und nahm deren Energie allein auf, während die andere Kopplungswelle unausgenutzt blieb, ja sogar sehr häufig zu unangenehmen Störungen (z. B. bei Mehrfachtelegraphie) Anlaß gab. Bei bestimmten mittleren Kopplungsgraden zeigte sich an der Empfangsstelle eine sehr geringe Abstimmschärfe. Der Empfänger nahm in einem ziemlich weiten Abstimmungsintervall, nämlich bei allen Abstimmungen, die zwischen der kleinen und der großen Kopplungswelle lagen, fast die gleiche Energie auf. Man war aus diesem Grunde manchmal überrascht, dieselbe, ja sogar bisweilen eine größere Abstimmschärfe zu erhalten, wenn als Sender ein einfacher Marconi-Sender mit Funkenstrecke im Luftdraht diente. Durch Fortfall der Kopplungswellen einerseits und durch Erniedrigung der Dämpfung der einwelligen ausgestrahlten Schwingungen anderseits ist daher der neue Sender von einer außerordentlich vermehrten Abstimmschärfe und Resonanzfähigkeit. In diesen beiden prinzipiellen und wichtigen Punkten geht die Leistung der Löschfunkenmethode wiederum weit über dasjenige hinaus, was die alte Methode auch bei günstiger Energieform zu leisten vermochte. Die geringe Dämpfung ermöglicht natürlich eine losere Empfangskopplung zwischen der Empfangsantenne und einem möglichst wenig gedämpften Sekundärkreis, aus welchem bei jeder Schwingung ein bestimmter Energiebetrag dem Detektor zugeführt

1) Vgl. Tesla, Amerikanisches Patent Nr. 685953.

wird. Die Kopplung war früher schon im allgemeinen so lose, daß am Empfänger keine merkbare Wellenzerlegung vorhanden war, und daß infolgedessen der Empfänger einwellige Senderenergie sehr gut aufnehmen konnte. Trotz der Aussicht auf noch losere Kopplung bei den tönenden Funken haben wir uns entschlossen, das lose gekoppelte Resonanzsystem ganz aufzugeben, und sind zu der in Fig. 13 dargestellten Empfangsschaltung a) für kurze Wellen, b) für lange Wellen[1]) übergegangen. Den Anstoß hierzu gab Dr. Kiebitz, der durch den Versuch bewiesen hat, daß weder die Störungsfreiheit noch die Empfindlichkeit eines Empfängers bei direkter Energieübertragung aus der Antenne in den Detektor verringert sind. Auf der anderen Seite hatte

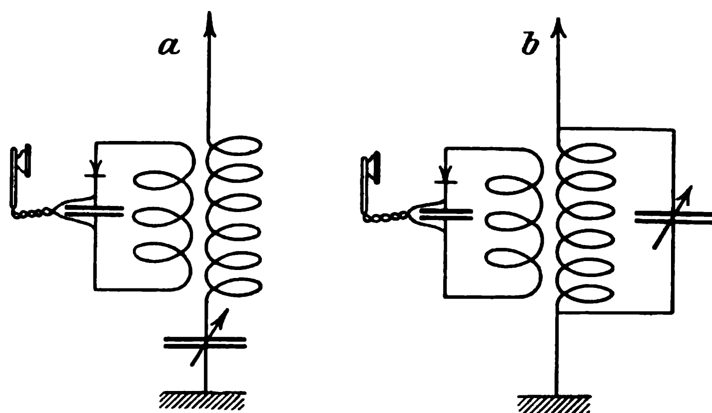


Fig. 13. Schaltung des Hörempfängers.

die lose Empfangskopplung, welche von Mandelstam und Brandes herrührt[2]) und von uns in die drahtlose Technik eingeführt ist, praktisch namentlich gegenüber atmosphärischen Störungen nicht das gehalten, was man von ihr erwartet hatte. Der Grund hierfür sind wiederum die sehr geringen Antennendämpfungen. Stößt irgend ein elektrischer Impuls, z. B. eine atmosphärische Entladung die Antenne genügend kräftig an, so macht sie infolge ihrer geringen Dämpfung von 0,06 oder gar 0,025 eine ganze Reihe Schwingungen und überträgt auch bei der losesten Kopplung so viel Störungsenergie auf den lose gekoppelten abgestimmten Empfangskreis mit dem Detektor, daß oft jeder

1) D. R. P. Nr. 136641.
2) D. R. P. Nr. 191478.

Empfang unmöglich wird. Die wenig gedämpfte Empfangsantenne hat die Hoffnungen auf störungsfreien Tickerempfang bei ungedämpften Sendern und sehr loser Empfangskopplung frühzeitig und gründlich zerstört. Durch eingeschalteten Ohmschen Widerstand darf die Antennendämpfung natürlich nicht vermehrt werden, ebenso darf eine Verstimmung nicht vorgenommen werden, da beides eine erhebliche Energievergeudung bedeutet. Am Sender sind schneller strahlende Antennen unter Umständen sehr vorteilhaft. Leider gilt dies nicht für den Empfänger. Es scheint vielmehr so, als ob man mit Antennen, die sehr geringe Strahlungsdämpfung haben, die größten Empfangsintensitäten[1]) erzielen kann.

Es gibt gegen die Störungen nur ein einziges Mittel, nämlich das, dem Sender eine Individualität der Energieform zu geben, und diese unentstellt auf ein Indikationsinstrument wirken zu lassen. Es ist von diesem Gesichtspunkte prinzipiell unvorteilhaft, irgend welche Umformung der Empfangsenergie vorzunehmen, bei welcher die vorhandene Individualität des Senders verwischt oder beseitigt wird, wie durch Empfangsunterbrecher, -Ticker oder dergleichen. Auch beim sogenannten Anrufapparat, den wir jetzt auf den Markt bringen, und der dazu dient, mittels der Detektorströme einen Lokalstromkreis zu schließen und hiermit eine Glocke zu betätigen, benutzen wir eine gewisse Selektivität. Der Apparat besteht in der Hauptsache aus einem Drehspuleninstrument von etwa 10^{-7} Stromempfindlichkeit pro Skaleneinheit und sehr großer Trägheit, die durch besondere elektrische Mittel herbeigeführt wird. Beim Ausschlag des Zeigers kommt in Intervallen von 10 zu 10 Sekunden ein guter Kontakt durch Einführung einer mechanischen Hilfskraft zustande, die den Lokalstrom schließt. Atmosphärische Störungen und kurz dauernde Impulsserien irgend welcher Art bringen den Zeiger fast gar nicht aus der Ruhelage, sondern ganz allein der 10—20 Sekunden anhaltende „Strich", das heißt eine ununterbrochene, lang anhaltende schnelle Impulsfolge bewirkt den genügenden Ausschlag. Eine Sendestation ruft demnach durch Aussenden langer Striche an. Eine viel feinere Individualisierung des Senders ist das dritte Merkmal der tönenden Funken:

3. Der musikalische Ton des Funkens gibt jedem Sender außer der Wellenlänge und Dämpfung ein neues charakteristisches Merkmal. Ein wesentlicher Vorzug des neuen tönenden Funkens besteht

---

1) Vgl. Reinhold Rüdenberg, „Der Empfang elektrischer Wellen in der drahtlosen Telegraphie", Ann. d. Phys. 25, 446.

in der Tatsache, daß die Signale als rein musikalischer Ton übermittelt werden. Tönende Funken sind zwar schon vielfach vorgeschlagen, teilweise sogar auch ausgeführt worden. Aber „rein“ konnte man den Ton niemals machen, und nur durch die absolute Reinheit und Gleichmäßigkeit des Tones kommen die überlegenen Resultate unseres neuen Systems zustande. Bei einem Hörbetrieb von alten Funkenstationen wurden die Signale im Telephon als Knacken wahrgenommen, jedem Funkenübergang entsprach ein Membranstoß; bei dem Bogenlampenhörbetrieb ist aus dem Knacken ein Krächzen oder Zischen geworden. Ganz ähnlich sind die Wirkungen, welche atmosphärische Entladungen in der Empfängerhörstation hervorrufen. Wenn daher schon bei der alten Funkenstation der Hörbetrieb leicht durch atmosphärische Entladungen gestört werden konnte, so ist dies in noch höherem Maße der Fall beim Bogenlampenhörbetrieb, denn die Empfangsgeräusche der Bogenlampe ähneln den atmosphärischen Entladungen außerordentlich. Ganz anders dagegen der Empfang des musikalischen Tones beim tönenden Funkensystem. Mögen die elektrischen Entladungen noch so zahlreich und stark sein, selbst ein wenig geübter Telegraphist kann sie mit Leichtigkeit unterscheiden gegen den hellen singenden Ton, welchen der tönende Sender hervorruft. Der Ton, wenn er wirklich rein musikalisch ist, kann selbst bei außerordentlicher Schwäche immer noch deutlich gehört werden. Man kann sagen, daß zum ersten Mal seit Bestehen der drahtlosen Telegraphie ein System es ermöglicht, auch bei den stärksten atmosphärischen Störungen [1]) den Telegrammverkehr aufrecht zu erhalten, und zwar bis zu der Grenze hin, wo der Detektor unter den zu starken atmosphärischen Entladungen zusammenbricht. Die einzelnen tönenden Sender können aber auch voneinander, und zwar durch wenig verschiedene Tonhöhe, leicht unterschieden werden. Bei subjektivem Hörempfang erfolgt die Unterscheidung durch den Telegraphisten. Je nach seiner musikalischen Begabung vermag er größere oder kleinere Tondifferenzen zu unterscheiden. Eine halbe Oktave scheint meiner eigenen Erfahrung nach selbst bei recht mäßiger musikalischer Begabung noch gut trennbar zu sein. Dank der Fähigkeit des Ohres und des Telephons, eine große Tonskala zu umfassen, ergibt sich hier trotz der einfachen Mittel ein großes Variationsintervall, nämlich in dem Tongebiet von etwa 200 bis 2000 Tonimpulsen.

---

1) Vgl. Dr. F. Kiebitz: „Die Grundsätze für die Konstruktion funkentelegraphischer Systeme“, Elektrot. Ztschr. 1909, S. 222.

Eine bessere Tonausnutzung erstrebten wir zuerst durch elektrische und akustische Telephonresonanz gemäß den Wienschen Arbeiten und durch seinen Rat unterstützt. Indessen gelangten wir auf diesem Wege nicht zum Ziel. Dagegen gelang uns ganz vor kurzem eine wesentlich bessere Energieausnutzung in Gestalt des abgestimmten Telephonrelais. Die lange vergeblich gesuchte Lösung des Problems eines Telephonrelais ist in unserem Spezialfalle des Resonanzrelais erheblich vereinfacht und von uns daher bewältigt worden. Der rhythmisch pulsierende Detektorgleichstrom geht durch die hochohmige Wicklung eines Elektromagneten, in dessen Felde sich ein leichter Anker mit ausgesprochener Eigenschwingung befindet, und zwar genau von der Periode des zu erwartenden Tones. Gegen diesen Resonanzanker liegen Mikrophontakte, welche in Verbindung mit der Wicklung eines zweiten derartigen Elektromagneten und mit einer Lokalbatterie durch diesen einen verstärkten pulsierenden Gleichstrom vom gleichen Rhythmus senden und einen vor diesem zweiten Elektromagneten befestigten zweiten Resonanzanker zu verstärkten Amplituden anregen. Es ist uns ohne weiteres geglückt, die Stromstärke des Detektors von nur 10^{-7}, ja selbst von 10^{-8} Amp. durch dreimalige Verstärkung auf 10^{-2} Amp. zu erhöhen. Hiermit kann dann ein laut sprechendes Telephon oder ein gewöhnlicher Morseschreiber, der letztere natürlich nur unter Zwischenschaltung geeigneter Relais, betrieben werden. Statt der menschlichen, das Gehirn ermüdenden und nie ganz zuverlässigen Selektion, benutzen wir so eine zwangsläufige maschinelle. Störungen der Atmosphäre oder anderer drahtloser Sender, welche Geräusche und andere Töne geben, können nur bei großer Amplitude die Resonanzsysteme in Gang bringen.

Diese Resonanzrelais vermehren aber nicht nur die Selektivität, sondern sie steigern erheblich die Empfindlichkeit.

Eine ganze Reihe Senderimpulse können in Form vermehrter Ankerschwingungen aufgespeichert werden, und wenn man daher die Morsezeichen genügend langsam beziehungsweise lang macht, kann man mittels dieser Energieakkumulierung noch Zeichen gut aufnehmen, welche bei gleicher Intensität und schnellem Telegraphieren absolut nicht mehr weder subjektiv noch objektiv mit Verstärkern gehört werden. Hier wird also auch eine Akkumulierung, und zwar eine mechanische von ungedämpften Senderimpulsen benutzt. Der Morse, mit Resonanzrelais betrieben, ist der erste störungsunempfindliche Schreibempfänger, den die drahtlose Telegraphie bis heute kennt, sowohl der elektrischen Selektion wegen, als auch in Rücksicht

auf die weit weniger als bisher subtilen Teile. Er ist auch der erste Schreibempfänger, der etwa auf die gleiche Reichweite wie der Hörempfänger arbeitet. In der Hauptsache ist der Lautverstärker von Schloemilch und Ingenieur Leib hergestellt. Der vor Jahresfrist öfter besprochene photographische Schreiber mit Einthovenschem Fadengalvanometer besaß beide Eigenschaften in so geringem Maße, daß seine weitere Einführung in die Praxis unwahrscheinlich ist.

Von einer genauen Aufzählung und Besprechung aller Vorteile, welche die tönenden Funken gegenüber den bisherigen Schwingungs-Erzeugungsmethoden haben, möchte ich hier Abstand nehmen, um so mehr, als ich diese bereits an anderer Stelle[1]) besprochen habe.

Dagegen will ich noch einige Angaben über die Leistungen der beiden ersten normalen Apparatetypen geben.

Primärbedarf in K.W.	Masthöhe	Kilometer	Über Land oder See
1,5	20 m	200	Land
1,5	30 m	350	„
1,5	45 m	550	Land mit viel Gebirge
1,5	35 m	600	See (noch große Lautstärke)

Für die größeren Typen gelten folgende Garantiewerte:

Primärbedarf in K.W.	Masthöhe	Reichweite Kilometer	Über Land oder See
8	60 m	2500—3000	Flaches Land oder See
20	85 m	3500—4500	

Fig. 14 zeigt die komplette 2 K.W.-Station als bewegliche Landstation in einem militärischen Fahrzeug montiert.

Über die Patentlage möchte ich noch einige Mitteilungen machen. Das Prinzip der Löscherregung ist durch die Wiensche Veröffentlichung freigegeben. In der Schaltungsweise, wie wir sie ausführen, fällt der Sender offenbar unter das bekannte Braunsche Senderpatent. Ich fürchte, daß die meisten drahtlosen Systeme der Welt sehr bald das Braunsche Patent[2]) jetzt zur Abwechslung in dieser neuen Form weiter verletzen werden!

Eine große Anzahl von Neuerungen und Verbesserungen haben

1) „The Electrician", **63**, 1909, S. 86.
2) D. R. P. Nr. 111578.

wir zum D. R. P. und Musterschutz angemeldet, und zwar seit dem 1. III. 1908 38 Gebrauchsmuster und 70 Patente.

Bei den Vorführungen wurde zunächst an der Hand einer Stoßerregung nach Eichhorn-Pichon das Schnellfrequenzverhalten derselben und gleichzeitig die Wirksamkeit unseres Resonanzlautverstärkers gezeigt. Ich benutzte folgende Anordnung: Als Sender diente ein ge-

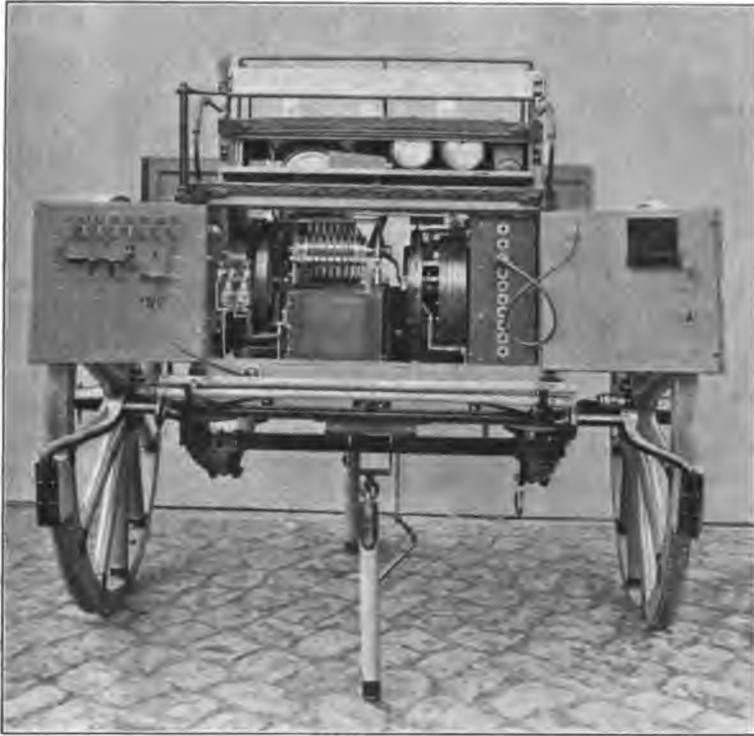


Fig. 14. Militär-Sendekarren.

schlossener Schwingungskreis, und zwar in Form eines Wellenmessers (Fig. 15). Dieser besteht bekanntlich aus einem Satz abgestufter Spulen und einem stetig veränderlichen geeichten Drehplatten-Kondensator, der eine kontinuierliche Wellenskala von etwa 250 bis 2500 m bestreicht. Auf die zahlreichen einzelnen Neuheiten an dem hier gezeigten neuen Wellenmessermodell[1]) kann ich aus Raummangel nicht näher eingehen.

1) D. R.-P. Nr. 149 350.

Der Wellenmesser wird durch einen funkenlos und sehr rasch arbeitenden Unterbrecher mit Stoßenergie gespeist, so daß er in Eigenschwingung und mit Eigendämpfung ausklingt. Ich benutzte hierzu nicht den im Wellenmesser eingebauten Unterbrecher von konstanter Tonhöhe, sondern einen außen liegenden, der für eine in ziemlich weitem Intervall kontinuierlich variable Tonhöhe nach Schloemilch gebaut ist. Als Empfänger diente unser neueres Modell (Fig. 16) mit Kontaktdetektor und kontinuierlicher Wellenskala von ebenfalls 250 bis 2500 m. Die Kopplung zwischen Sender und Empfänger ist sehr

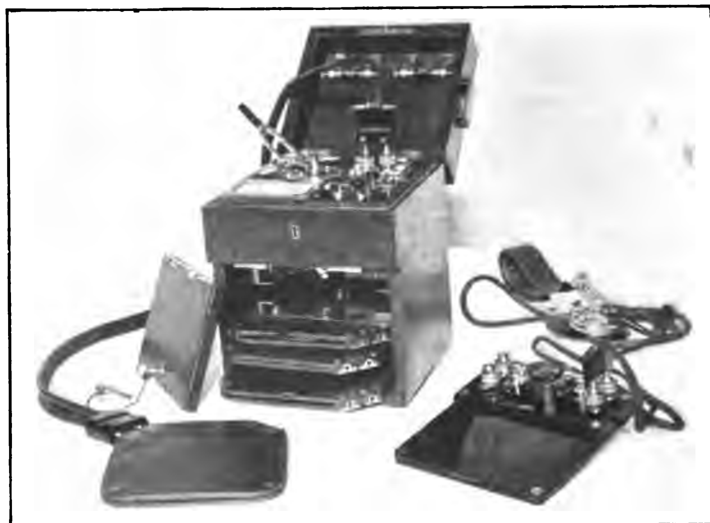


Fig. 15. Vollständiger Wellenmesser.

lose, und die Senderenergie ist nur etwa 2 Watt, also sehr klein. Der Detektor erhält daher eine nur geringe Energie und in einem gewöhnlichen mit dem Detektor verbundenen Telephon ergibt sich die sehr kleine Stromstärke von etwa 10^{-7} Amp., die nur einen sehr leisen Ton hervorruft, der selbstverständlich nur für subjektiven Empfang ausreicht. Mittels dreier Resonanzrelais verstärkte ich den Telephonstrom auf etwa 10^{-2} Amp. und machte ihn so objektiv hörbar. Ich kann auf diese Weise die Resonanz zeigen. Die Einstellung des Kondensators wird durch eine mechanische Übertragung auf einer großen in Wellenlängen geeichten Skala sichtbar gemacht und die bei jeder Einstellung sich ergebende Empfängerstromstärke wird als be-

stimmte Lautstärke gehört. Natürlich ist die Resonanzkurve nicht völlig dieselbe, wie mit einem Hitzdrahtinstrument aufgenommen, aber sie ist diejenige, welche tatsächlich auf der Empfangsstation erreicht wird. Der Sender- und Empfangston waren hierbei dauernd abgestimmt. Jetzt lasse ich die elektrische Abstimmung konstant und werde die akustische verändern. Ich verändere den Senderton aus seiner bisherigen Abstimmung einmal, indem ich ihn bis etwa eine Oktave



Fig. 16. Hörempfänger für alle Wellenlängen.

höher und dann bis zwei Oktaven tiefer stimme. Wir hören dann, wie der Empfänger zunächst den veränderten Sendeton mit etwas fallender Lautstärke noch wiedergibt und dann plötzlich rapide schwächer wird und ganz aufhört. Durch eine etwas engere Kopplung kann ich dem Empfänger mehr Energie zuführen und erhalte dann in etwas größerem Verstimmungsbereich noch den verstimmten Senderton. Die Verhältnisse bezüglich Intensität und Schärfe sind ganz ähnlich, wie bei der elektrischen Abstimmung. Ich stellte sodann die akustische

Abstimmung wieder her und betätigte statt des Telephons einen Morseschreiber mit vorgeschaltetem Vibrationsrelais.

Die Stoßerregung im weiteren Sinne, wo der Erreger durch eine sechs- bis achtfache Halbschwingung einem zweiten (Sender-)Kreise die Energie zuführt, wurde zunächst mit einem Pendelmodell vorgeführt. Zwei gleichgestimmte Pendel können durch einen Faden miteinander gekoppelt werden. Das Modell zeigt zunächst die Energiewanderung bei der alten Funkenerregung, wenn diese Kopplung während des ganzen Schwingungsvorganges erhalten bleibt. Die Energie wandert vom Erreger zum erregten Pendel, dann wieder zurück und so mehrfach hin und her. Hierbei kommt abwechselnd das eine oder andere Pendel vorübergehend zum Stillstand. Zur Demonstration der neuen Erregermethode genügt es, diese Kopplung nach Vollendung der ersten Schwebung, also in dem Moment, wo das Erregerpendel zum ersten Male stillhängt, zu lösen. Alsdann sehen wir das zweite Pendel in Eigenschwingung und Dämpfung ausschwingen.

Es wurde dann eine tönende Funkenstation mit Löschfunken von unserer 2 K.W.-Type im Betriebe vorgeführt. Da keine natürliche Antenne vorhanden war, ließ ich die Station auf eine künstliche arbeiten. Hierzu diente ein aus besonders guten Kondensatoren und Spulen zusammengebauter Schwingungskreis, dessen elektrische Dimensionen, nämlich Kapazität $C = 1000$ cm, $L = 51\,200$ cm, Grundschwingung $\lambda_0 = 450$ m und Dämpfung $\vartheta_0 = 0{,}08$, mit den entsprechenden Größen einer wirklichen, z. B. einer Schiffsantenne in T-Form, genau übereinstimmen. Mit einer solchen Antenne verfügt die Station über eine kontinuierliche Wellenskala von 600 bis 2000 m. Zunächst zeigte ich eine Messung der Schwingungsenergie und des Wirkungsgrades. Ein Wattmeter lag im primären Transformator-Stromkreise und zeigte etwa 1,5 K.W. Wechselstromenergie von 500 Perioden an. Ein nicht nebengeschlossenes Hitzdraht-Amperemeter in der Antenne zeigte etwa 13 Amp. Zur Errechnung der Antennenenergie brauchen wir noch den Gesamtwiderstand W der Antenne, welchen wir durch folgende Rechnung ermitteln:

$$w = \frac{\vartheta\,\lambda^{m} \cdot 300}{2\,C} = 5{,}3 \text{ Ohm}.$$

Die Antennenenergie ist demnach $13^2 \cdot 5{,}3 = 896$ Watt = ca. 0,9 K.W. und der Wirkungsgrad demnach $\frac{0{,}9}{1{,}5} = 60\,\%$.

Sodann wurde die Einwelligkeit und Eigendämpfung in der Antenne

gezeigt. Ich benutzte hierzu wieder den Wellenmesser, und zwar diesmal als Empfänger, und verband mit ihm einen besonderen Detektor für große Energien. Mit dem pulsierenden Gleichstrom ziemlich erheblicher Stromstärke konnte ich jetzt ein objektiv hörbares Telephon betreiben, so daß man wieder aus der Abstimmung und Lautstärke die Schwingungsvorgänge ziemlich gut verfolgen kann. Nun wird die Löschfunkenstrecke durch eine gewöhnliche ersetzt und statt der bisherigen Welle erscheinen die bekannten zwei Kopplungswellen.

Auch die leichte Veränderung der Größe der Schwingungsenergie bei sechs, vier und einer Funkenstrecke ohne Veränderung des Tones und der sonstigen Form der Schnellfrequenz kann man zeigen. Ich hatte bei kleinerer Zahl der Funkenstrecken die Wechselstromspannung entsprechend herunterreguliert. Statt dessen kann ich natürlich z. B. bei einer Funkenstrecke auch die volle Maschinenspannung geben. Dann erhalte ich Partialentladungen, wobei einerseits der Ton fast ganz verschwindet und in ein leises Zischen übergeht, und anderseits das Aussehen der Entladungen weniger an Funkenübergänge, und vielmehr an Lichtbogen erinnert.

Zwei solcher kleiner 2 K.W.-Stationen in militärische Fahrzeuge eingebaut, haben im April d. J. bei 45 m Masthöhe, bedient von österreichischen Offizieren und Mannschaften, eine sehr gute Verbindung zwischen Berlin und Wien hergestellt.

Meinen Vortrag im Dezember 1907 vor der Schiffsbautechnischen Gesellschaft schloß ich mit der Frage, welcher Methode gehört die Zukunft? Ich wies auf die damals scheinbar der Vollendung entgegengehende Dampflampe hin und sagte, die Praxis müsse hierüber das entscheidende Wort sprechen. Die Dampflampe ist nicht bis in die Praxis gekommen. Sie ist an der Schwelle der Einführung von der Wienschen Methode mit einem kräftigen Stoß — hier dürfte der Ausdruck vorbehaltlos richtig sein — weggefegt worden. In nur einem Jahre hat sich die neue Methode von den ersten Laboratoriumsanfängen bis zu durchkonstruierten und erprobten Stationstypen entwickelt, die sich überall, wo sie in der Praxis erschienen sind und erprobt wurden, ausgezeichnet bewährt haben. Die Methode begann mit etwa 1 K.W. Schnellfrequenz, und jetzt nach Ablauf des ersten Entwicklungsjahres ist, ohne daß das Prinzip bisher bei den schnell steigenden Energiebeträgen jemals eine Schwierigkeit ergeben hätte, die Konstruktion einer 50 K.W.-Type fast beendigt, einer Type, bei welcher die gewaltige Schnellfrequenzenergie von etwa 30 K.W. irgend einer Antenne zugeführt wird. Diese Type wird in unserer Versuchsstation Nauen

in nächster Zeit aufgestellt und erprobt werden. 6 K.W. im Luftdraht ergibt Reichweiten bis 3000 km; also werden 30 K.W. eine Aktionsfläche von sehr vielen tausend Kilometern und die Beherrschung des Äthers in einem großen Raumvektor der Erdkugel sichern.

Zusammenfassung.

Es wird durch die Entwicklungsgeschichte der drahtlosen Telegraphie bewiesen, daß die beiden Hauptvorzüge, nämlich große Reichweite und Betriebssicherheit (auch Störungsfreiheit) durch eine schnelle Impulsfolge am Sender und einen quantitativ arbeitenden Hörer am Empfänger erzielt worden sind.

Die Einführung der Poulsenschen Bogenlampenmethode konnte ein Mehr in dieser Hinsicht nicht bringen. Aber auch die hierbei berechtigte Erwartung auf gesteigerte Resonanzfähigkeit blieb unerfüllt, und zwar infolge der stets vorhandenen Frequenzschwankungen der Bogenlampe.

Das neue System, mit dem Telefunken an die Öffentlichkeit tritt, die „tönenden Funken", beruht auf dem von M. Wien im Jahre 1906 veröffentlichten Verfahren. Es vereinigt die Vorzüge der Funkenmethode von hoher Impulszahl bezüglich der Ausnutzung kleiner Antennen, kurzer Wellen und Betriebssicherheit mit den Vorteilen der Bogenlampe: Geräuschloses Arbeiten, lange Wellen, große Wellenskala, große Abstimmschärfe ohne deren Nachteile, nämlich ohne das Schwanken der Frequenz und die Begrenzung der Schwingungsenergie. Es hat aber vor allen bisherigen Systemen folgende Vorzüge voraus: außerordentliche Ökonomie und fast vollkommene Freiheit gegen atmosphärische und sonstige Störungen. Desgleichen sind hierbei an der Empfangsstelle nennenswerte Steigerungen der Wirkung durch Ausnutzung von auf die akustischen Töne abgestimmten mechanischen Schwingungssystemen (Resonanzrelais) gegeben, wie auch die Anwendung eines betriebsicher arbeitenden Morseschreibers.

Wechselseitige Induktion, Selbstinduktion und Kapazität.

Von **G. Glage.**

(Fortsetzung.)

8. Selbst- und gegenseitige Induktion von linearen Leitern.

Die Selbstinduktion eines geraden zylindrischen Leiters von der Länge l und dem Radius ϱ ist:

$$L = 2\left[l \log \frac{l + \sqrt{l^2 + \varrho^2}}{\varrho} - \sqrt{l^2 + \varrho^2} + \frac{l}{4} + \varrho\right] \tag{65}$$

und annähernd:

$$= 2l\left[\log \frac{2l}{\varrho} - \frac{3}{4}\right]. \tag{66}$$

Ist die Permeabilität des Drahtes μ und die des Mediums 1:

$$L = 2l\left[\frac{2l}{\varrho} - 1 + \frac{\mu}{4}\right]. \tag{67}$$

Für Hochfrequenz ist:

$$L = 2l\left[\log \frac{2l}{\varrho} - 1\right]. \tag{68}$$

Die gegenseitige Induktion zweier paralleler Drähte der Länge l, mit dem Radius ϱ und dem Abstand d ihrer Achsen ist:

$$M = 2\left[l \log \frac{l + \sqrt{l^2 + d^2}}{d} - \sqrt{l^2 + d^2} + d\right] \tag{69}$$

und annähernd:

$$M = 2l\left[\log \frac{2l}{d} - 1 + \frac{d}{l}\right], \tag{70}$$

wenn die l groß ist im Vergleiche mit d.

Die Selbstinduktion zweier paralleler Drähte mit l und ϱ, in denen der Strom in entgegengesetzter Richtung fließt, und bei welchen die Endverbindungen vernachlässigt werden können, ist:

$$L = 4l\left[\log \frac{d}{\varrho} + \frac{\mu}{4} - \frac{d}{l}\right]. \tag{71}$$

Für $\mu = 1$ und wenn $\frac{d}{l}$ klein ist wird:

$$L = 4l\left[\log\frac{d}{\varrho} + \frac{1}{4}\right]. \tag{72}$$

Sind die Enden nicht zu vernachlässigen, rechnet man besser mit Ausdruck (78) oder man addiert zu (72) die Selbstinduktion der Endverbindungen, indem man in Gleichung (65) resp. (66) $l = 2AB$ setzt (s. Fig. 18).

Die gegenseitige Induktion von zwei aneinanderstoßenden linearen Leitern der Länge l und m, die in derselben geraden Linie liegen, ist annähernd:

$$M_{lm} = l\log\frac{l+m}{l} + m\log\frac{l+m}{m}. \tag{73}$$

Die Selbstinduktion eines geraden Drahtes mit rechtwinkeligem Schnitt ist:

$$L = 2l\left[\log\frac{2l}{R} - 1 + \frac{R}{l}\right], \tag{74}$$

wo R die geometrische mittlere Entfernung des Querschnittes des Drahtes ist.

Für quadratischen Querschnitt ist $R = 0{,}447\,a$, wenn a die Seite des Quadrates bedeutet. Ist der Querschnitt ein Rechteck, so ist R gegeben durch Maxwells Formel (55). Setzt man diesen Wert ein, ergibt sich:

Fig. 18.

$$L = 2l\left[\log\frac{2l}{\alpha+\beta} + \frac{1}{2} + \frac{0{,}2235(\alpha+\beta)}{l}\right] \tag{75}$$

für die Selbstinduktion eines geraden Drahtes von der Länge l und mit rechteckigem Querschnitt von den Seiten α und β.

Die Selbstinduktion eines Quadrates ist nach Kirchhoff[1]):

$$L = 8a\left(\log\frac{a}{\varrho} + \frac{\varrho}{a} - 0{,}524\right), \tag{76}$$

wo a die Seitenlänge und ϱ der Radius des Querschnittes ist, oder annähernd:

$$L = 2l\left(\log\frac{l}{\varrho} + - 1{,}910\right), \tag{77}$$

wo $l = 4a$ ist.

Die Selbstinduktion eines Rechteckes mit kreisförmigem Querschnitt stellt sich dar als:

1) Gesammelte Abh. S. 176. Pogg. Ann. 121, 64.

$$L = 4\left[(a+b)\log\frac{2ab}{\varrho} - a\log(a+d) - b\log(b+d) - \right.$$
$$\left. - \frac{7}{4}(a+b) + 2(d+\varrho)\right], \qquad (78)$$

wo a und b die Seiten des Rechteckes sind, $d = \sqrt{a^2+b^2}$ und ϱ der Radius des Querschnittes ist.

Bei rechteckigem Querschnitt $\alpha\cdot\beta$ wird

$$L = \left[(a+b)\log\frac{2ab}{\alpha+\beta} - a\log(a+d) - b\log(b+d) - \right.$$
$$\left. - \frac{a+b}{2} + 2d + 0{,}447(\alpha+\beta)\right], \qquad (79)$$

wo d wie oben die Diagonale des Rechteckes ist. Diese Formel ist äquivalent der von Sumec[1]) gegebenen.

Für $a = b$ wird:

$$L = 8a\left[\log\frac{a}{\alpha+\beta} + 0{,}2235\frac{\alpha+\beta}{a} + 0{,}726\right], \qquad (80)$$

wird noch $\alpha = \beta$, so ist:

$$L = 8a\left(\log\frac{a}{\alpha} + 0{,}447\frac{\alpha}{a} + 0{,}033\right)\cdot \qquad (81)$$

Die gegenseitige Induktanz zweier gleicher paralleler Rechtecke ist nach Neumann[2]):

$$M = 4\left[a\log\left(\frac{a+\sqrt{a^2+d^2}}{a+\sqrt{a^2+b^2+d^2}}\cdot\frac{\sqrt{b^2+d^2}}{d}\right) + \right.$$
$$\left. + b\log\left(\frac{b+\sqrt{b^2+d^2}}{b+\sqrt{a^2+b^2+d^2}}\cdot\frac{\sqrt{a^2+d^2}}{d}\right)\right] + \qquad (82)$$
$$+ 8\left[\sqrt{a^2+b^2+d^2} + \sqrt{a^2+d^2} - \sqrt{b^2+d^2} + d\right],$$

wo a und b die Seiten des Rechteckes und d ihre Entfernung voneinander bedeuten.

Für Quadrate ($a = b$) wird:

$$M = 8\left[a\log\left(\frac{a+\sqrt{a^2+d^2}}{a+\sqrt{2a^2+d^2}}\cdot\frac{\sqrt{a^2+d^2}}{d}\right)\right] + \qquad (83)$$
$$+ 8\left[\sqrt{2a^2+d^2} - 2\sqrt{a^2+d^2} + d\right].$$

1) Etz. S. 1175, 1906.

2) Neumann, Allg. Gesetze d. induzierten Ströme, Abh. Berlin-Akad.

Tabelle 1.

Werte des $\log \dfrac{M}{4\pi\sqrt{r_1 r_2}} = \left[\left(\dfrac{2}{k} - k\right) F - \dfrac{2}{k} E\right]$ zu Maxwells Formel (1).

	$\log \frac{M}{4\pi\sqrt{r_1 r_2}}$	Δ_1		$\log \frac{M}{4\pi\sqrt{r_1 r_2}}$	Δ_1
60° 0′	$\bar{1}$,4994780	27868	64° 0′	$\bar{1}$,6101468	27527
6′	$\bar{1}$,5022648	27854	6′	$\bar{1}$,6128995	27524
12′	$\bar{1}$,5050502	27840	12′	$\bar{1}$,6156519	27521
18′	$\bar{1}$,5078342	27828	18′	$\bar{1}$,6184040	27519
24′	$\bar{1}$,5106170	27816	24′	$\bar{1}$,6211559	27516
30′	$\bar{1}$,5133986	27803	30′	$\bar{1}$,6239075	27514
36′	$\bar{1}$,5161789	27790	36′	$\bar{1}$,6266589	27513
42′	$\bar{1}$,5189579	27778	42′	$\bar{1}$,6294102	27512
48′	$\bar{1}$,5217357	27765	48′	$\bar{1}$,6321614	27510
54′	$\bar{1}$,5245122	27753	54′	$\bar{1}$,6349124	27509
61° 0′	$\bar{1}$,5272875	27743	65° 0′	$\bar{1}$,6376633	27508
6′	$\bar{1}$,5300618	27734	6′	$\bar{1}$,6404141	27508
12′	$\bar{1}$,5328352	27725	12′	$\bar{1}$,6431649	27507
18′	$\bar{1}$,5356077	27715	18′	$\bar{1}$,6459156	27507
24′	$\bar{1}$,5383792	27705	24′	$\bar{1}$,6486663	27507
30′	$\bar{1}$,5411497	27694	30′	$\bar{1}$,6514170	27509
36′	$\bar{1}$,5439191	27683	36′	$\bar{1}$,6541679	27510
42′	$\bar{1}$,5466874	27672	42′	$\bar{1}$,6569189	27512
48′	$\bar{1}$,5494546	27663	48′	$\bar{1}$,6596701	27514
54′	$\bar{1}$,5522209	27654	54′	$\bar{1}$,6624215	27516
62′ 0′	$\bar{1}$,5549863	27645	66° 0′	$\bar{1}$,6651731	27519
6′	$\bar{1}$,5577508	27637	6′	$\bar{1}$,6679250	27522
12′	$\bar{1}$,5605145	27629	12′	$\bar{1}$,6706772	27524
18′	$\bar{1}$,5632774	27622	18′	$\bar{1}$,6734296	27528
24′	$\bar{1}$,5660396	27615	24′	$\bar{1}$,6761824	27532
30′	$\bar{1}$,5688011	27607	30′	$\bar{1}$,6789356	27535
36′	$\bar{1}$,5715618	27598	36′	$\bar{1}$,6816891	27539
42′	$\bar{1}$,5743216	27589	42′	$\bar{1}$,6844430	27543
48′	$\bar{1}$,5770805	27582	48′	$\bar{1}$,6871973	27548
54′	$\bar{1}$,5798387	27575	54′	$\bar{1}$,6899521	27553
63° 0′	$\bar{1}$,5825962	27570	67° 0′	$\bar{1}$,6927074	27561
6′	$\bar{1}$,5853532	27567	6′	$\bar{1}$,6954635	27567
12′	$\bar{1}$,5881099	27563	12′	$\bar{1}$,6982202	27573
18′	$\bar{1}$,5908662	27559	18′	$\bar{1}$,7009775	27580
24′	$\bar{1}$,5936221	27555	24′	$\bar{1}$,7037355	27587
30′	$\bar{1}$,5963776	27549	30′	$\bar{1}$,7064942	27595
36′	$\bar{1}$,5991325	27543	36′	$\bar{1}$,7092537	27603
42′	$\bar{1}$,6018868	27537	42′	$\bar{1}$,7120140	27610
48′	$\bar{1}$,6046405	27533	48′	$\bar{1}$,7147750	27619
54′	$\bar{1}$,6073938	27530	54′	$\bar{1}$,7175369	27628

	$\log \frac{M}{4\pi\sqrt{r_1 r_2}}$	Δ_1		$\log \frac{M}{4\pi\sqrt{r_1 r_2}}$	Δ_1
68° 0′	$\bar{1}$,7 202 997	27 637	73° 0′	$\bar{1}$,8 604 788	28 653
6′	$\bar{1}$,7 230 634	27 647	6′	$\bar{1}$,8 633 441	28 688
12′	$\bar{1}$,7 258 281	27 656	12′	$\bar{1}$,8 662 129	28 723
18′	$\bar{1}$,7 285 937	27 667	18′	$\bar{1}$,8 690 852	28 759
24′	$\bar{1}$,7 313 604	27 679	24′	$\bar{1}$,8 719 611	28 795
30′	$\bar{1}$,7 341 283	27 689	30′	$\bar{1}$,8 748 406	28 831
36′	$\bar{1}$,7 368 972	27 701	36′	$\bar{1}$,8 777 237	28 869
42′	$\bar{1}$,7 396 673	27 713	42′	$\bar{1}$,8 806 106	28 907
48′	$\bar{1}$,7 424 386	27 725	48′	$\bar{1}$,8 835 013	28 946
54′	$\bar{1}$,7 452 111	27 737	54′	$\bar{1}$,8 863 959	28 986
69° 0′	$\bar{1}$,7 479 848	27 749	74° 0′	$\bar{1}$,8 892 945	29 025
6′	$\bar{1}$,7 507 597	27 763	6′	$\bar{1}$,8 921 970	29 066
12′	$\bar{1}$,7 535 360	27 778	12′	$\bar{1}$,8 951 036	29 108
18′	$\bar{1}$,7 563 138	27 791	18′	$\bar{1}$,8 980 144	29 151
24′	$\bar{1}$,7 590 929	27 806	24′	$\bar{1}$,9 009 295	29 194
30′	$\bar{1}$,7 618 735	27 821	30′	$\bar{1}$,9 038 489	29 239
36′	$\bar{1}$,7 646 556	27 836	36′	$\bar{1}$,9 067 728	29 284
42′	$\bar{1}$,7 674 392	27 853	42′	$\bar{1}$,9 097 012	29 329
48′	$\bar{1}$,7 702 245	27 871	48′	$\bar{1}$,9 126 341	29 376
54′	$\bar{1}$,7 730 116	27 888	54′	$\bar{1}$,9 155 717	29 424
70° 0′	$\bar{1}$,7 758 004	27 904	75° 0′	$\bar{1}$,9 185 141	29 472
6′	$\bar{1}$,7 785 908	27 920	6′	$\bar{1}$,9 214 613	29 522
12′	$\bar{1}$,7 813 828	27 938	12′	$\bar{1}$,9 244 135	29 572
18′	$\bar{1}$,7 841 766	27 956	18′	$\bar{1}$,9 273 707	29 623
24′	$\bar{1}$,7 869 722	27 975	24′	$\bar{1}$,9 303 330	29 676
30′	$\bar{1}$,7 897 697	27 995	30′	$\bar{1}$,9 333 006	29 729
36′	$\bar{1}$,7 925 692	28 017	36′	$\bar{1}$,9 362 735	29 783
42′	$\bar{1}$,7 953 709	28 037	42′	$\bar{1}$,9 392 518	29 838
48′	$\bar{1}$,7 981 746	28 056	48′	$\bar{1}$,9 422 356	29 895
54′	$\bar{1}$,8 009 802	28 078	54′	$\bar{1}$,9 452 251	29 951
71° 0′	$\bar{1}$,8 037 880	28 100	76° 0′	$\bar{1}$,9 482 202	30 007
6′	$\bar{1}$,8 065 980	28 124	6′	$\bar{1}$,9 512 209	30 066
12′	$\bar{1}$,8 094 104	28 148	12′	$\bar{1}$,9 542 275	30 127
18′	$\bar{1}$,8 122 252	28 172	18′	$\bar{1}$,9 572 402	30 188
24′	$\bar{1}$,8 150 424	28 195	24′	$\bar{1}$,9 602 590	30 251
30′	$\bar{1}$,8 178 619	28 220	30′	$\bar{1}$,9 632 841	30 316
36′	$\bar{1}$,8 206 839	28 245	36′	$\bar{1}$,9 663 157	30 380
42′	$\bar{1}$,8 235 084	28 270	42′	$\bar{1}$,9 693 537	30 446
48′	$\bar{1}$,8 263 354	28 297	48′	$\bar{1}$,9 723 983	30 514
54′	$\bar{1}$,8 291 651	28 323	54′	$\bar{1}$,9 754 497	30 583
72° 0′	$\bar{1}$,8 319 974	28 349	77° 0′	$\bar{1}$,9 785 080	30 652
6′	$\bar{1}$,8 348 323	28 377	6′	$\bar{1}$,9 815 731	30 723
12′	$\bar{1}$,8 376 700	28 406	12′	$\bar{1}$,9 846 454	30 795
18′	$\bar{1}$,8 405 106	28 435	18′	$\bar{1}$,9 877 249	30 869
24′	$\bar{1}$,8 433 541	28 464	24′	$\bar{1}$,9 908 118	30 944
30′	$\bar{1}$,8 462 005	28 494	30′	$\bar{1}$,9 939 062	31 020
36′	$\bar{1}$,8 490 499	28 525	36′	$\bar{1}$,9 970 082	31 099
42′	$\bar{1}$,8 519 024	28 556	42′	0,0 001 181	31 178
48′	$\bar{1}$,8 547 580	28 588	48′	0,0 032 359	31 259
54′	$\bar{1}$,8 576 168	28 620	54′	0,0 063 618	31 341

	$\log \frac{M}{4\pi\sqrt{r_1 r_2}}$	Δ_1		$\log \frac{M}{4\pi\sqrt{r_1 r_2}}$	Δ_1
78° 0′	0,0094959	31 426	83° 0′	0,1815890	38 926
6′	0,0126385	31 511	6′	0,1854816	39 185
12′	0,0157896	31 598	12′	0,1894001	39 452
18′	0,0189494	31 687	18′	0,1933453	39 728
24′	0,0221181	31 778	24′	0,1973181	40 013
30′	0,0252959	31 871	30′	0,1013194	40 308
36′	0,0284830	31 964	36′	0,2053502	40 606
42′	0,0316794	32 061	42′	0,2094108	40 915
48′	0,0348855	32 159	48′	0,2135023	41 236
54′	0,0381014	32 258	54′	0,2176259	41 565
79° 0′	0,0413272	32 360	84° 0′	0,2217824	41 904
6′	0,0445633	32 465	6′	0,2259728	42 255
12′	0,0478098	32 570	12′	0,2301983	42 617
18′	0,0510668	32 679	18′	0,2344600	42 991
24′	0,0543347	32 789	24′	0,2387591	43 379
30′	0,0576136	32 901	30′	0,2430970	43 778
36′	0,0609037	33 016	36′	0,2474748	44 192
42′	0,0642053	33 132	42′	0,2518940	44 621
48′	0,0675185	33 252	48′	0,2563561	45 065
54′	0,0708437	33 375	54′	0,2608626	45 526
80° 0′	0,0741812	33 500	85° 0′	0,2654154	46 004
6′	0,0775312	33 628	6′	0,2700156	46 499
12′	0,0808940	33 760	12′	0,2746655	47 015
18′	0,0842700	33 892	18′	0,2793670	47 553
24′	0,0876592	34 027	24′	0,2841223	48 109
30′	0,0910619	34 165	30′	0,2889332	48 689
36′	0,0944784	34 307	36′	0,2938021	49 293
42′	0,0979091	34 452	42′	0,2987314	49 924
48′	0,1013543	34 601	48′	0,3037238	50 585
54′	0,1048144	34 752	54′	0,3087823	51 274
81° 0′	0,1082896	34 906	86° 0′	0,3139097	51 995
6′	0,1117802	35 064	6′	0,3191092	52 751
12′	0,1152866	35 226	12′	0,3243843	53 544
18′	0,1188092	35 392	18′	0,3297387	54 375
24′	0,1223484	35 561	24′	0,3351762	55 250
30′	0,1259045	35 735	30′	0,3407012	56 172
36′	0,1294780	35 912	36′	0,3463184	57 143
42′	0,1330692	36 094	42′	0,3520327	58 168
48′	0,1366786	36 280	48′	0,3578495	59 254
54′	0,1403066	36 470	54′	0,3637749	60 404
82° 0′	0,1439536	36 667	87° 0′	0,3698154	61 624
6′	0,1476203	36 869	6′	0,3759777	62 923
12′	0,1513072	37 076	12′	0,3822700	64 306
18′	0,1550148	37 287	18′	0,3887006	65 786
24′	0,1587435	37 503	24′	0,3952792	67 370
30′	0,1624938	37 722	30′	0,4020162	69 072
36′	0,1662660	37 949	36′	0,4089234	70 904
42′	0,1700609	38 183	42′	0,4160138	72 884
48′	0,1738792	38 425	48′	0,4233022	75 031
54′	0,1777217	38 673	54′	0,4308053	77 373

	$\log \frac{M}{4\pi\sqrt{r_1 r_2}}$	Δ_1		$\log \frac{M}{4\pi\sqrt{r_1 r_2}}$	Δ_1
88° 0′	0,4385417	79 921	89° 0′	0,5360011	130 958
6′	0,4465341	82 723	6′	0,5490969	141 917
12′	0,4548064	85 816	12′	0,5632886	155 520
18′	0,4633880	89 247	18′	0,5788406	172 914
24′	0,4723127	93 079	24′	0,5961320	196 050
30′	0,4816206	97 389	30′	0,6157370	228 537
36′	0,4913595	102 275	36′	0,6385907	277 976
42′	0,5015870	107 868	42′	0,6663883	363 882
48′	0,5123738	114 341	48′	0,7027765	559 176
54′	0,5238079	121 932	54′	0,7586941	

Tabelle 2.

Werte der Konstanten Q in Formel (48a).

$2\frac{a}{b} = \operatorname{tang}\gamma$	Q	$2\frac{a}{b} = \operatorname{tang}\gamma$	Q
0,20	3,63 240	1,80	19,57 938
0,30	5,23 368	2,00	20,74 631
0,40	6,71 017	2,20	21,82 049
0,50	8,07 470	2,40	22,81 496
0,60	9,33 892	2,60	23,74 013
0,70	10,51 349	2,80	24,60 482
0,80	11,60 790	3,00	25,41 613
0,90	12,63 059	3,20	26,18 009
1,00	13,58 892	3,40	26,90 177
1,20	15,33 799	3,60	27,58 548
1,40	16,89 840	3,80	28,23 494
1,60	18,30 354	4,00	28,85 335

Tabelle 3.

Werte der Konstanten A in Formel (49).

$\frac{d}{D}$	A	Δ_1	$\frac{d}{D}$	A	Δ_1
1,00	0,5568	100	0,92	0,4734	109
0,99	0,5468	101	0,91	0,4625	110
0,98	0,5367	103	0,90	0,4515	112
0,97	0,5264	104	0,89	0,4403	113
0,96	0,5160	105	0,88	0,4290	114
0,95	0,5055	106	0,87	0,4176	116
0,94	0,4949	107	0,86	0,4060	117
0,93	0,4842	108	0,85	0,3943	118

$\frac{d}{D}$	A	Δ_1	$\frac{d}{D}$	A	Δ_1
0,85	0,3943	118	0,62	0,0789	163
0,84	0,3825	120	0,61	0,0626	166
0,83	0,3705	121	0,60	0,0460	168
0,82	0,3584	123	0,59	0,0292	171
0,81	0,3461	124	0,58	0,0121	174
0,80	0,3337	126	0,57	− 0,0053	177
0,79	0,3211	127	0,56	− 0,0230	180
0,78	0,3084	129	0,55	− 0,0410	184
0,77	0,2955	131	0,54	− 0,0594	187
0,76	0,2824	133	0,53	− 0,0781	190
0,75	0,2691	134	0,52	− 0,0971	194
0,74	0,2557	136	0,51	− 0,1165	198
0,73	0,2421	138	0,50	− 0,1363	
0,72	0,2283	140	0,50	− 0,1363	1053
0,71	0,2143	142	0,45	− 0,2416	1178
0,70	0,2001	144	0,40	− 0,3594	1335
0,69	0,1857	146	0,35	− 0,4928	1542
0,68	0,1711	148	0,30	− 0,6471	1823
0,67	0,1563	150	0,25	− 0,8294	2232
0,66	0,1413	152	0,20	− 1,0526	2877
0,65	0,1261	155	0,15	− 1,3403	4054
0,64	0,1106	157	0,10	− 1,7457	
0,63	0,0949	160			
0,62	0,0789				

Tabelle 4.

Werte der Konstanten B in Formel (49).

Windungszahl	B	Windungszahl	B
1	0,0000	50	0,3186
2	0,1137	60	0,3216
3	0,1663	70	0,3239
4	0,1973	80	0,3257
5	0,2180	90	0,3270
6	0,2329	100	0,3280
7	0,2443	125	0,3298
8	0,2532	150	0,3311
9	0,2604	175	0,3321
10	0,2664	200	0,3328
15	0,2857	300	0,3343
20	0,2974	400	0,3351
25	0,3042	500	0,3356
30	0,3083	600	0,3359
35	0,3119	700	0,3361
40	0,3148	800	0,3363
45	0,3169	900	0,3364
50	0,3186	1000	0,3365

Tabelle 5.

Konstanten A und B zu Formel 51.

n	A	B	n	A	B
1	—	—	16	354,4	35694
2	—	—	17	415,8	46757
3	1,386	8,315	18	482,8	60427
4	4,970	43,296	19	555,5	76662
5	11,33	140,82	20	634,2	96910
6	20,90	366,95	21	718,9	119330
7	34,06	794,73	22	809,7	146517
8	51,11	1499,55	23	906,6	178140
9	72,32	2590,62	24	1009,8	217338
10	97,92	4187,55	25	1119,4	259868
11	128,17	6572,94	26	1235,4	305044
12	163,14	9769,47	27	1357,9	359767
13	202,1	14042,1	28	1487,0	421783
14	248,2	19532,2	29	1618,1	491819
15	298,6	26740,1	30	1765,4	570515

Tabelle 6.

Geometrische mittlere Entfernung von Rechtecken zur Berechnung von L. a und b Seiten des Rechtecks; R = G. m. E.

Verhältnis der Seiten	R	$\frac{R}{a+b}$
1 : 1	0,44705 a	0,22353
1,25 : 1	0,40235 a	0,22353
1,5 : 1	0,37258 a	0,22355
2 : 1	0,33540 a	0,22360
4 : 1	0,27961 a	0,22369
10 : 1	0,24596 a	0,22360
20 : 1	0,23463 a	0,22346
1 : 0	0,22315 a	0,22315

Tabelle 7.

Konstanten zu Stefans Formel (60).

$\frac{b}{c}$ oder $\frac{c}{b}$	y_1	y_2	$\frac{b}{c}$ oder $\frac{c}{b}$	y_1	y_2
0,00	0,50000	0,1250	0,55	0,80815	0,3437
0,05	0,54899	0,1269	0,60	0,81823	0,3839
0,10	0,59243	0,1325	0,65	0,82648	0,4274
0,15	0,63102	0,1418	0,70	0,83311	0,4739

$\frac{b}{c}$ oder $\frac{c}{b}$	y_1	y_2	$\frac{b}{c}$ oder $\frac{c}{b}$	y_1	y_2
0,20	0,66520	0,1548	0,75	0,83831	0,5234
0,25	0,69532	0,1714	0,80	0,84225	0,5760
0,30	0,72172	0,1916	0,85	0,84509	0,6317
0,35	0,74469	0,2152	0,90	0,84697	0,6902
0,40	0,76454	0,2423	0,95	0,84801	0,7518
0,45	0,78154	0,2728	1,00	0,84834	0,8162
0,50	0,79600	0,3066			

Tabelle 8.

Wert der Konstanten A_φ in Formel 62 als Funktion von $\frac{c}{a}$, wo c die radiale Tiefe der Wickelung und a der mittlere Radius ist.

$\frac{c}{a}$	A_φ
0	0,6949
0,10	0,6942
0,15	0,6933
0,20	0,6922
0,25	0,6909

Tabelle 9.

Wert der Konstanten B_φ in Formel 62 abhängig von der Zahl der Windungen in einer Drahtlage.

Zahl der Windungen	B_s	Zahl der Windungen	B_s
1	0,0000	16	0,3017
2	0,1202	17	0.3041
3	0,1753	18	0,3062
4	0,2076	19	0,3082
5	0,2292	20	0,3099
6	0,2446	21	0,3116
7	0,2563	22	0,3131
8	0,2656	23	0,3145
9	0,2730	24	0,3157
10	0,2792	25	0,3169
11	0,2844	26	0,3180
12	0,2888	27	0,3190
13	0,2927	28	0,3200
14	0,2961	29	0,3209
15	0,2991	30	0,3218

(Fortsetzung folgt.)

(Eingesandt 21. April 1909.)

Über den Empfang elektromagnetischer Wellen in der Radiotelegraphie.

Von J. Bethenod.

Das Studium des Empfanges elektromagnetischer Wellen in der Radiotelegraphie stellt ein höchst komplexes Problem dar, wenn man in rigoroser Form den auftretenden diversen Phänomenen Rechnung

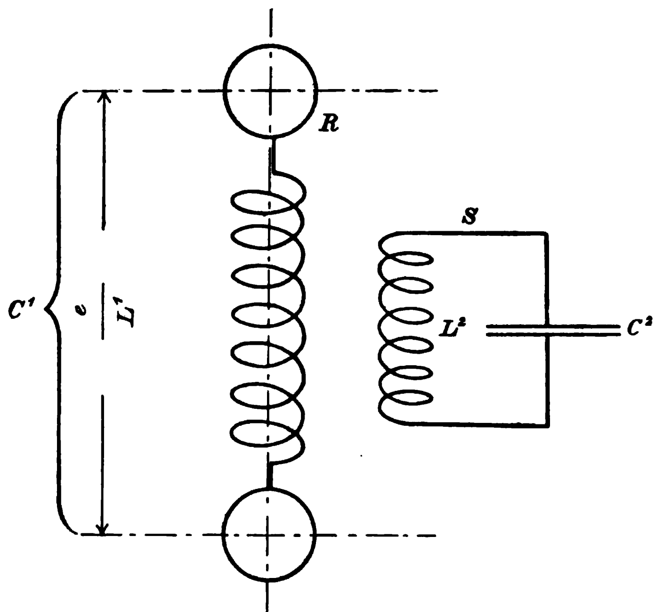


Fig. 1.

trägt. Es folgt hieraus, daß, falls man die Größenordnung dieser Phänomene auswerten will, es notwendig ist, Vereinfachungshypothesen zu machen, wie diejenigen von R. Rüdenberg in einer früheren Arbeit[1]). Rüdenberg denkt sich den untersuchten Resonator ersetzt durch einen einzigen Schwingungskreis, der eine Kapazität in Serie mit einer Selbstinduktion enthält und einen gewissen Ohmschen Widerstand besitzt; man wird so zur Betrachtung quasistationärer Ströme

1) R. Rüdenberg, Ann. d. Phys. 25, Nr. 3, 1908.

geführt. Auf diese Weise entfernt man sich aber beträchtlich von den normalen Bedingungen der Praxis, nach welcher beispielsweise das Empfangssystem gebildet ist von einer Antenne, die induktiv einen geschlossenen Kreis erregt, in dem der Detektor liegt. Gemäß Fig. 1 kann ein solches System verglichen werden mit einem Doppelresonator R von der Länge l, äquivalent der Antenne und induktiv gekoppelt mit einem geschlossenen Kreis S; ich beabsichtige zu zeigen, wie man durch eine derartige Betrachtung zu Schlußfolgerungen gelangt, die ein praktisches Interesse darbieten.

Um die Rechnungen so viel wie möglich zu vereinfachen, werden wir nur den Fall behandeln, daß die Wellen nicht oder nur sehr wenig gedämpft sind. Der Einfluß der Dämpfung würde eine sehr große Komplikation der Formeln mit sich bringen, die übrigens auch gar nicht gerechtfertigt erscheint mit Rücksicht auf den gegebenen ziemlich geringen Grad der Annäherung, die man wegen sonst zu machender Annahmen erzielen kann.

Wir wollen bezeichnen mit:

- E die maximale Amplitude der Komponente der elektrischen Kraft veranlaßt durch die Senderstation parallel mit dem Resonator R (Fig. 1);
- I_1 die maximale Amplitude des Stromes im Resonator R;
- I_2 diejenige des Stromes im Detektorkreis S;
- C_1 die Kapazität des Resonators R (die wir an seinen Enden konzentriert annehmen);
- C_2 diejenige des Kreises S;
- L_1 L_2 die zugehörigen Selbstinduktionskoeffizienten;
- M die gegenseitige Induktion zwischen R und S;
- R_1 R_2 die scheinbaren Ohmschen Widerstände (eventuell inklusive denjenigen durch Strahlung);
- ω die Pulsationsgeschwindigkeit der vom Sender ausgesandten Wellen.

Die totale elektromotorische Kraft, die auf den Resonator R wirkt, hat offenbar eine Amplitude gleich El; durch Benutzung der wohlbekannten Formel für Transformatoren ohne Eisen erhält man unmittelbar die Gleichung:

$$I_1 = \frac{El}{\sqrt{\left(R_1 + \frac{M^2\omega^2}{Z_2^{\,2}} R_2\right)^2 + \left[L_1\omega - \frac{1}{C_1\omega} - \frac{M^2\omega^2}{Z_2^{\,2}}\left(L_2\omega - \frac{1}{C_2\omega}\right)\right]^2}} \qquad (1)$$

zur Abkürzung setzen wir:

$$Z_2 = \sqrt{R_2^2 + \left(L_2 \omega - \frac{1}{C_2 \omega}\right)^2}.$$

Die sekundäre Intensität ist gegeben durch den Ausdruck:

$$I_2 = \frac{M \omega I_1}{Z_2}. \tag{2}$$

Im allgemeinen wählt man die Konstanten so, daß die Eigenperioden von R und S übereinstimmen mit der Periode der vom Sender kommenden Wellen:

$$L_1 C_1 \omega^2 = L_2 C_2 \omega^2 = 1. \tag{3}$$

Die Formeln (1) und (2) reduzieren sich also auf:

$$I_1 = \frac{E l}{R_1 + \frac{M^2 \omega^2}{R_2}}, \tag{1'}$$

$$I_2 = \frac{M \omega I_1}{R_2}, \tag{2'}$$

woraus man erhält:

$$I_2 = \frac{M \omega E l}{R_1 R_2 + M^2 \omega^2}. \tag{4}$$

Je größer der Wert von I_2 wird, um so besser wird der Empfang sein (was evident ist für einen Thermodetektor aber auch annähernd gilt für einen elektrolytischen oder anderen Detektor).

Es kann nun M stets (wenigstens zwischen bestimmten Grenzen) als eine unabhängige Variable gewählt werden, da man, ohne die anderen Konstanten des Systems zu modifizieren, den Wert dieser Größe durch gegenseitiges Verschieben der primären und sekundären Spule des Empfangsjigger verändern kann, was bei modernen Apparaten ja praktisch ohne weiteres ausführbar ist. Gleichung (4) zeigt so unmittelbar, daß der erzeugte Effekt ein Maximum ist, wenn:

$$M^2 \omega^2 = R_1 R_2. \tag{5}$$

Man hat dann:

$$I_2 = \frac{E l}{2 \sqrt{R_1 R_2}}. \tag{4'}$$

Die Formel (5) läßt sich praktisch in einer viel bequemeren Form schreiben, wenn man die bekannte Beziehung berücksichtigt:

$$M^2 = K^2 L_1 L_2,$$

dann wird:

$$K^2 = \frac{R_1}{L_1 \omega} \cdot \frac{R_2}{L_2 \omega}. \tag{5'}$$

Andererseits weiß man, daß die logarithmischen Dekremente (für eine ganze Periode) die Werte haben:

$$\left.\begin{aligned} \delta_1 &= \frac{R_1}{2 L_1} \cdot \frac{2\pi}{\omega} \\ \delta_2 &= \frac{R_2}{2 L_2} \cdot \frac{2\pi}{\omega}. \end{aligned}\right\} \tag{6}$$

Hieraus erhält man:

$$K = \frac{1}{\pi} \sqrt{\delta_1 \delta_2}, \tag{7}$$

woraus sich K bestimmen läßt, wenn man δ_1 und δ_2 kennt. Man sieht leicht, daß der so fixierte Wert von K stets sehr klein ist und ohne Schwierigkeit praktisch zu realisieren ist. Wenn man z. B. nimmt:

$$\delta_1 = 0{,}4; \qquad \delta_2 = 0{,}016,$$

was gebräuchlichen Dämpfungen entspricht, so findet man:

$$K = 0{,}318 \cdot \frac{8}{100} = 2{,}544\,^0/_0.$$

Die Formel (4') führt gleicherweise zu einigen interessanten Resultaten; sie gestattet beispielsweise das Verhältnis der Empfangsstärke an der Empfangsantenne zu der Senderstärke an der Senderantenne zu berechnen, d. h. die Ausbeute des so realisierten Transports an Energie. Um die obere Grenze dieser Ausbeute zu erhalten, nehmen wir an, daß der Ohmsche Widerstand R_2 des sekundären Systems S sich auf denjenigen des benutzten Thermodetektors reduziere, und daß R_1 des primären Systems nur wenig größer sei als der Ohmsche Widerstand, der der Strahlung entspricht. Der Nutzeffekt ist dann:

$$W = \frac{1}{2} R_2 I_2^2 = \frac{E^2 l^2}{8 R_1} \tag{8}$$

unter Berücksichtigung von (4').

Andererseits, wenn die Stationen durch eine Entfernung r getrennt sind, die sehr groß ist im Vergleich mit l, ist es erlaubt, E zu be-

rechnen vermittels der Näherungsformel [1]) (in elektromagnetischen Einheiten):

$$E = \frac{\Phi}{r}\left(\frac{2\pi v}{\lambda}\right)^2, \tag{9}$$

in welcher Φ das elektrische Moment des der Senderantenne äquivalenten Hertzschen Oszillators bezeichnet [2]); ferner bezeichnen:

r die Entfernung zwischen den Stationen;
λ die Wellenlänge;
v die Ausbreitungsgeschwindigkeit der elektromagnetischen Wellen (Lichtgeschwindigkeit).

Zur Messung von R_1 kann man den Ausdruck benutzen:

$$R_1 = \frac{2}{3}\cdot\frac{l^2}{v}\cdot\left(\frac{2\pi v}{\lambda}\right)^2, \tag{10}$$

den man bekommt, wenn man beispielsweise von einer Hertzschen Gleichung ausgeht, wie es Rüdenberg in vorher zitierter Arbeit gezeigt hat. Man kann also schreiben:

$$W = \frac{3v^3}{16}\cdot\Phi^2\left(\frac{2\pi}{\lambda r}\right)^2.$$

Um nun die Strahlungsintensität A der Senderantenne zu berechnen, rekurrieren wir auf die von Hertz aus dem Poyntingschen Satz abgeleitete klassische Formel:

$$A = \frac{16\pi^4\,\Phi^2 v^2}{3\lambda^3}\cdot\frac{v}{\lambda} = \frac{v^3}{3}\cdot\Phi^2\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^4.$$

Endlich bilden wir den Quotienten $\frac{W}{A} = \eta$:

$$\eta = \left(\frac{3}{4}\right)^2\left(\frac{\lambda}{2\pi r}\right)^2. \tag{11}$$

Dies ist die gesuchte Formel; man sieht so, daß die Ausbeute

1) Diese Formel erhält man unmittelbar, wenn man ausgeht von der von Hertz angegebenen Formel für die Komponente der elektrischen Kraft parallel zum Oszillator, und unter Berücksichtigung, daß die Entfernung r sehr groß ist im Vergleich zu λ.

2) Wir erinnern uns daran, daß dieses Moment gleich ist dem Produkt aus der maximalen Ladung an den Enden dieses Oszillators und seiner Länge.

nur von dem Wert des Quotienten $\frac{\lambda}{r}$ abhängt. Es resultiert hieraus der folgende, für die Praxis sehr wichtige Satz:

Bei gleicher Stärke der Senderstation wächst die Ausbeute rapide mit der Wellenlänge für eine gegebene Reichweite.

In anderen Worten, um Stationen für große Reichweiten einzurichten, wird es im allgemeinen vorteilhafter sein, die Dimensionen der Antenne zu vergrößern als die Stärke der Senderapparatur. Dies erklärt die äußerst befriedigenden Resultate, die kürzlich mit sehr schwachen Stationen erhalten wurden, die aber mit einer relativ großen Wellenlänge arbeiteten.

Wie man erwarten muß, ist das Verhältnis η stets sehr klein; wenn man beispielsweise nimmt:

$$\lambda = 1800 \text{ m}$$
$$r = 2000 \text{ km},$$

so erhält man:

$$\eta \cong \frac{1,1}{10^8}.$$

Nur die ungeheuer große Empfindlichkeit der Detektoren und des Telephons hat also weite Übertragungen durch die Radiotelegraphie erst ermöglicht. (Aus dem Französischen übersetzt. E.)

(Eingesandt 26. Mai 1909.)

Das Fundamentalprinzip des Systems für gerichtete drahtlose Telegraphie und Telephonie Bellini-Tosi.

Von E. Bellini.

Das Prinzip dieses Systems Bellini-Tosi ist bereits im Jahrbuch[1]) auseinandergesetzt worden.

Zweck des gegenwärtigen Artikels ist, die verschiedenen Fälle zu behandeln, die sich in der Praxis darbieten können gemäß den verschiedenen Anwendungsbedingungen des Prinzips. Dieses Prinzip kann für irgend einen Typus von Luftgebilden für gerichtete Telegraphie angewendet werden, aber die Luftgebilde, welche sich am besten hierzu eignen, sind die folgenden:

---

1) Jahrbuch 1, 598, 1908; 2, 381, 1909.

1. Ein Luftgebilde bestehend aus zwei vertikalen Antennen, die in entgegengesetzter Phase schwingen.
2. Ein Luftgebilde, bestehend aus einem Schwingungskreis von irgend einer Form und mehr oder weniger geschlossen, orientiert in einer vertikalen Ebene und dessen eine Hälfte (mit Bezug auf die Vertikale) in entgegengesetzter Weise schwingt wie die andere.
3. Ein Luftgebilde, gebildet durch die Kombination einer vertikalen Antenne mit einem Luftgebilde des ersten oder zweiten Typus.

Wir werden uns hier nun mit der Anwendung des Prinzips bei den beiden ersten Typen beschäftigen.

Im Jahrbuch[1]) ist bereits auseinandergesetzt worden, welche Formen die Diagramme der ausgestrahlten oder empfangenen Energie haben können, sowie die Diagramme der Intensität des von diesen Luftgebilden erzeugten bzw. ausgenutzten elektromagnetischen Feldes. Analytisch ist es sehr kompliziert, den allgemeinen Fall der Kombination irgend einer Anzahl von richtungsfähigen Luftgebilden zu behandeln. Wir werden deshalb besondere Fälle betrachten, die es erlauben werden, auf den allgemeinen Fall zu schließen und die Resultate vorauszusehen, zu denen man bei Benutzung irgend einer Anzahl von Luftleitern gelangt.

Wir wollen sofort bemerken, wenn die Diagrammformen der Intensitäten (oder Energien) des elektromagnetischen Feldes variieren, falls man die Richtung maximaler Strahlung variiert, daß dann alle ihre Formen Zwischenformen zwischen zwei Grenzformen sind. Man erhält die eine dieser Grenzformen, wenn die Richtung maximaler Strahlung mit der Ebene des einen der Luftgebilde zusammenfällt, die andere, wenn diese Richtung die Halbierungslinie des Winkels zwischen zwei aufeinanderfolgenden Luftgebilden ist. Zum vollständigen Studium muß man in jedem Falle diese beiden Grenzformen betrachten.

Wir beginnen mit dem Fall der Zusammenstellung von zwei Luftgebilden des ersten Typus, gleich und senkrecht zu einander, 11′ und 22′ (Fig. 1).

Die beiden Luftgebilde seien erregt durch Vermittelung des Radio-

1) Jahrbuch 2, 381, 1909.

goniometers Bellini-Tosi[1]), das die Eigenschaft hat, die Erregungen nach dem Cosinusgesetz[2]) variieren zu lassen.

Die Strömungen in den beiden Luftgebilden werden also die bezüglichen Momentanwerte haben:

$$i_1 = I \cos \alpha \sin m t$$
$$i_2 = I \sin \alpha \sin m t,$$

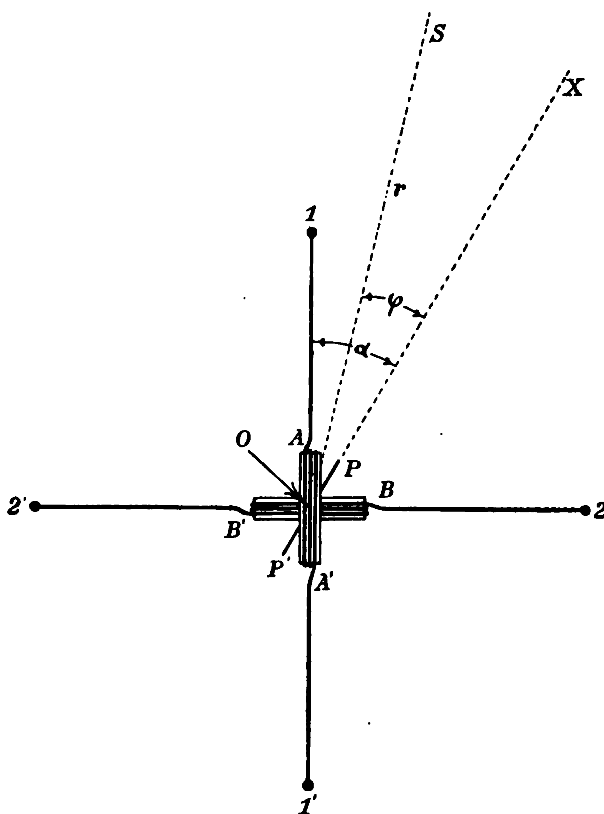


Fig. 1.

wo α den Winkel bedeutet, den die Wickelungsebene PP' der beweglichen Spule des Radiogoniometers mit der Ebene der festen Spule AA' bildet, die in das Luftgebilde $11'$ eingeschaltet ist.

1) Jahrbuch **2**, 511, 1909.

2) Electrical Engineering. 5. März 1908. — Atti dell'Associazione Elettrotecnica Italiana, **13**, 5, 1909.

Wir nehmen als Polarachse die Gerade OPX an; S sei ein Punkt der Horizontalebene in großer Entfernung r vom Punkte O und dessen Richtung OS den Winkel φ mit der Polarachse bilde.

Die Intensitäten der elektrischen (oder magnetischen) Felder, erzeugt durch die Luftgebilde 11′ und 22′ im Punkte S, werden die bezüglichen Amplituden haben:

$$2I \cos\alpha \sin\left[\frac{\pi d}{\lambda}\cos(\alpha-\varphi)\right]$$
$$2I \sin\alpha \sin\left[\frac{\pi d}{\lambda}\sin(\alpha-\varphi)\right],$$

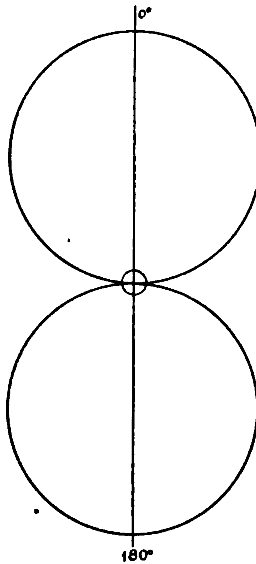


Fig. 2.

wobei d der Abstand zwischen den Punkten 11′ oder 22′ bedeutet.

Die resultierende Amplitude wird den Wert haben:

$$2I \cos\alpha \sin\left[\frac{\pi d}{\lambda}\cos(\alpha-\varphi)\right] + 2I \sin\alpha \sin\left[\frac{\pi d}{\lambda}\sin(\alpha-\varphi)\right]$$

und wird also als Funktion der Beziehung $\frac{\pi d}{\lambda}$ variieren.

Betrachten wir jetzt einige Spezialfälle:

a) $\frac{d}{\lambda} \leqq \frac{1}{6}$. In diesem Falle kann man ohne merklichen Fehler den Sinus mit den Bogen vertauschen und den Wert der resultierenden Amplitude in folgender Form schreiben:

$$2I\frac{\pi d}{\lambda}[\cos\alpha\cos(\alpha-\varphi)+\sin\alpha\sin(\alpha-\varphi)] = 2I\frac{\pi d}{\lambda}\cos\varphi.$$

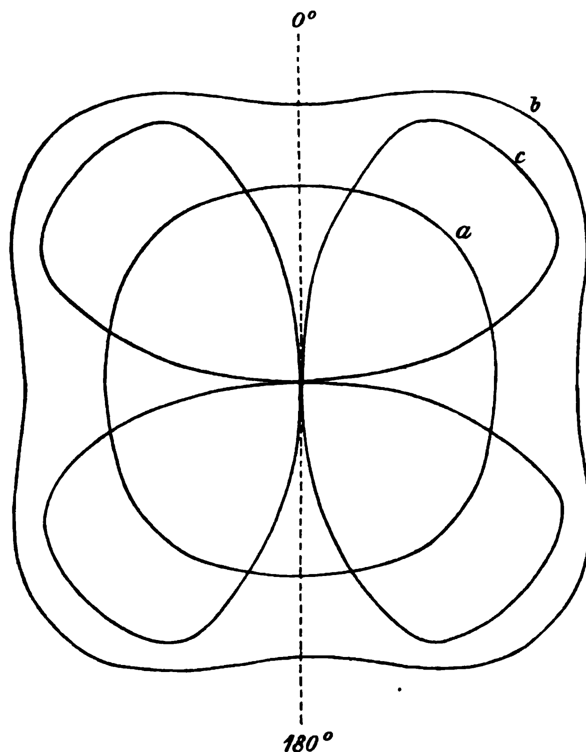


Fig. 3.

Diese Amplitude variiert also sinusförmig als Funktion des Winkels φ. Das repräsentative Diagramm dieser Amplitude ist also dasjenige der Fig. 2, gebildet aus zwei sich berührenden Kreisen. Das Maximum ist vorhanden für $\varphi = 0^{0}$ und $\varphi = 180^{0}$, d. h. in der Richtung der Wickelungsebene der beweglichen Spule des Radiogoniometers; dieses Maximum ist dasselbe, welches erzeugt würde durch ein einziges dieser richtungsfähigen Luftgebilde, falls allein für sich erregt. Die Nullinie ist diejenige von 90—270°.

Denn in diesem Falle ist also die Drehung der beweglichen Spule, sowohl bezüglich der Maximalamplitude wie bezüglich der Energieverteilung, gleichwertig der wirklichen Drehung eines einzigen richtungsfähigen Luftgebildes, das identisch ist mit einem der beiden benutzten Luftgebilde. In dem besonderen Falle: $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{6}$ ist die Maximal-

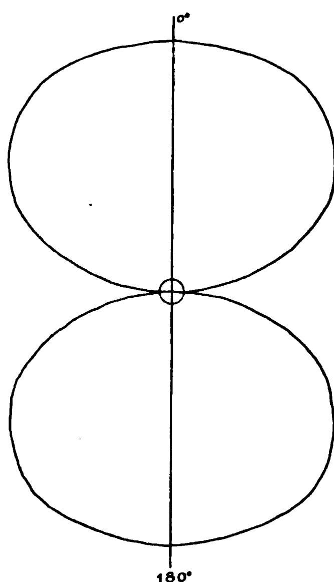


Fig. 4.

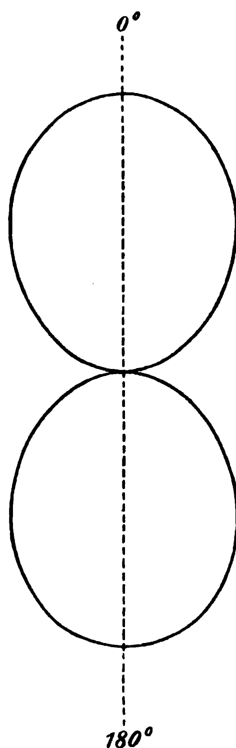


Fig. 5.

amplitude des elektromagnetischen Feldes die gleiche wie sie (gleichförmig für alle Richtungen) erzeugt würde durch eine vertikale Antenne, die gleich ist irgend einem der Luftleiter, aus denen die ganzen richtungsfähigen Luftgebilde zusammengesetzt sind.

b) $\frac{1}{6} \leqq \frac{d}{\lambda} \leqq \frac{1}{2}$. In diesem Falle ist die maximale Amplitude nicht konstant; sie variiert aber als Funktion von α; sie ist ein

Maximum für $\alpha = 45^0$ (oder 135^0, oder 225^0, oder 315^0) und ein Minimum für $\alpha = 0^0$ (oder 90^0, oder 180^0, oder 270^0).

Auch die Diagrammformen variieren in diesem Falle als Funktion des Winkels α.

Die Fig. 3, Kurve *a*, repräsentiert das Diagramm dieser maximalen Intensitäten für $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{4}$; und die gleiche Figur, Kurve *b*, dasselbe Diagramm für $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}$.

Die Fig. 4 repräsentiert das Diagramm der Intensität des elektromagnetischen Feldes für $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}$ und $\alpha = 0^0$; und Fig. 5 dasjenige für $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}$ und $\alpha = 45^0$.

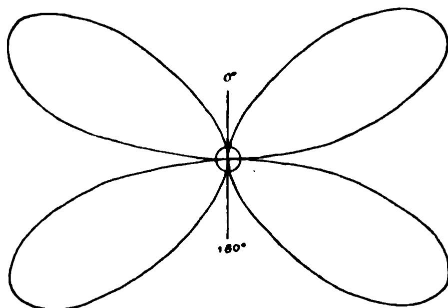


Fig. 6.

c) $\frac{1}{2} \leqq \frac{d}{\lambda} \leqq 1$. Auch in diesem Falle variieren die maximale Amplitude und die Diagrammformen der Intensität des elektromagnetischen Feldes als Funktion des Winkels α, und zwar noch mehr als im vorhergehenden Falle.

Die Kurve *c* der Fig. 3 zeigt graphisch, wie die maximale Amplitude als Funktion des Winkels α für den Fall $\frac{d}{\lambda} = 1$ variiert.

Die Fig. 6 repräsentiert das Diagramm der Amplitude des elektromagnetischen Feldes für $\frac{d}{\lambda} = 1$ und $\alpha = 0^0$; und Fig. 7 dasjenige für $\frac{d}{\lambda} = 1$ und $\alpha = 45^0$.

Wir betrachten jetzt den Fall von drei Luftgebilden des ersten Typus, orientiert unter 120°, und verbunden mit einem Radiogoniometer mit drei Spulen.

Die Strömungen in den drei Luftgebilden werden die bezüglichen Amplituden haben:

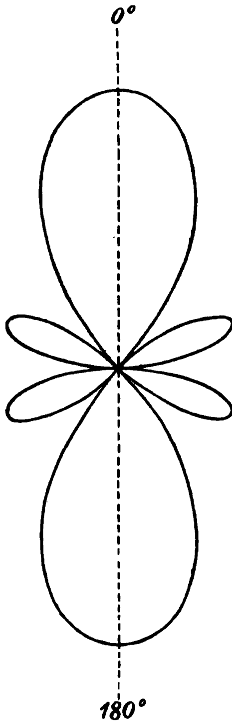


Fig. 7.

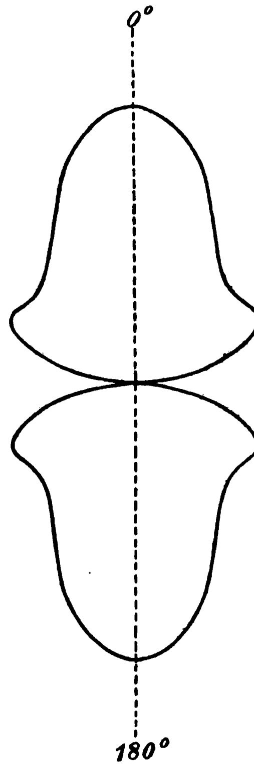


Fig. 8.

$$i_1 = I \cos \alpha$$
$$i_2 = I \cos (\alpha + 120^0)$$
$$i_3 = I \cos (\alpha + 240^0)$$

wo α der Winkel ist, den die Wickelungsebene der beweglichen Spule des Radiogoniometers bildet mit der Ebene der festen Spule, die im ersten Luftgebilde eingeschaltet ist.

Analog wie nach Fig. 1 wird die Intensität des elektrischen (oder magnetischen) Feldes im Punkte S die Amplitude haben:

$$2I\cos\alpha\sin\left[\frac{\pi d}{\lambda}\cos(\alpha-\varphi)\right]+2I\cos(\alpha+120^0)\sin\left[\frac{\pi d}{\lambda}\cos(\alpha-\varphi+120^0)\right]+$$
$$+2I\cos(\alpha+240^0)\sin\left[\frac{\pi d}{\lambda}\cos(\alpha-\varphi+240^0)\right].$$

Wir betrachten wieder einige Spezialfälle.

a) $\frac{\alpha}{\lambda} \leqq \frac{1}{6}$. Der Sinus läßt sich wieder mit dem Bogen vertauschen. Der vorstehende Ausdruck bekommt dann den Wert:

$$3I\frac{\pi d}{\lambda}\cos\varphi.$$

Diese Amplitude variiert also sinusförmig als Funktion von φ; sie erlangt ihr Maximum in den Richtungen $\varphi = 0^0$ und $\varphi = 180^0$, d. h. in der Richtung der Wickelungsebene der beweglichen Spule des Radiogoniometers; und den Wert Null in den Richtungen $\varphi = 90^0$ und $\varphi = 270^0$.

Folglich ist in diesem Falle das System von drei Luftleitern hinsichtlich der Energieverteilung im Raume gleichwertig irgend einem der benutzten richtungsfähigen Luftgebilde, das im Sinne der beweglichen Spule des Radiogoniometers orientiert ist.

In dem besonderen Falle: $\frac{d}{\lambda} = 0{,}081 = \text{ca.}\ \frac{1}{12}$, ist hinsichtlich der maximalen Amplitude dieses Systems gleichwertig der entsprechenden vertikalen Antenne.

b) $\frac{1}{6} \leqq \frac{d}{\lambda} \leqq \frac{1}{2}$. Durch Rechnung kann man sich leicht überzeugen, daß in diesem Falle auch die Amplitude des elektromagnetischen Feldes stets nach dem Sinusgesetz verteilt ist, welches auch der Wert von α sei.

Im Falle $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}$ ist die maximale Amplitude 3,414mal derjenigen einer entsprechenden Marconischen Antenne.

c) $\frac{d}{\lambda} = 1$. Die beiden Grenzdiagramme sind beziehungsweise dargestellt durch die Fig. 8 u. 9, für die bezüglichen Fälle $\alpha = 0^0$ und $\alpha = 30^0$; ihre Form ist sehr weit von der sinusförmigen entfernt; sie stellen aber stets ein Maximum dar, in der Richtung der beweglichen Spule des Radiogoniometers und ein Minimum bzw. Null in der dazu senkrechten Richtung.

Wir betrachten jetzt den Fall von vier Luftgebilden des ersten Typus, orientiert zueinander unter 45° und verbunden mit einem Radiogoniometer zu vier Spulen.

Die Strömungen in den vier Luftleitern werden beziehungsweise die Amplituden haben:

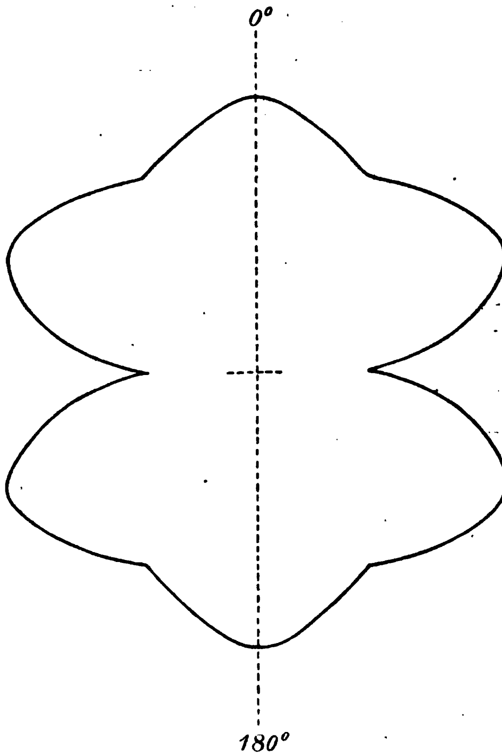


Fig. 9.

$$i_1 = I \cos \alpha$$
$$i_2 = I \cos (\alpha + 45^0)$$
$$i_3 = I \cos (\alpha + 90^0)$$
$$i_4 = I \cos (\alpha + 135^0)$$

wo α der Winkel ist, der die Wickelungsebene der beweglichen Spule des Radiogoniometers mit der Ebene der festen Spule bildet, die in das erste Luftgebilde eingeschaltet ist.

Analog wie nach Fig. 1 wird die Intensität des elektrischen (oder magnetischen) Feldes im Punkte S die Amplitude haben:

$$2I\cos\alpha\sin\left[\frac{\pi d}{\lambda}\cos(\alpha-\varphi)\right]+2I\cos(\alpha+45^0)\sin\left[\frac{\pi d}{\lambda}\cos(\alpha-\varphi+45^0)\right]+$$
$$+2I\cos(\alpha+90^0)\sin\left[\frac{\pi d}{\lambda}\cos(\alpha-\varphi+90^0)\right]+$$
$$+2I\cos(\alpha+135^0)\sin\left[\frac{\pi d}{\lambda}\cos(\alpha-\varphi+135^0)\right].$$

Wir betrachten wieder folgende Spezialfälle:

a) $\frac{d}{\lambda}\leqq\frac{1}{2}$. Durch Rechnung findet man, daß die Intensität des elektromagnetischen Feldes rigoros nach dem Sinusgesetz verteilt ist für irgend welche Werte von α.

Für $\frac{d}{\lambda}=0{,}067=\frac{1}{15}$ ist die maximale Amplitude des erzeugten elektromagnetischen Feldes äquivalent derjenigen der entsprechenden vertikalen Antenne.

Für $\frac{d}{\lambda}=\frac{1}{2}$ resultiert die maximale Amplitude gleich 4,534 mal derjenigen einer entsprechenden Marconischen Antenne.

b) $\frac{d}{\lambda}=1$. Das Gesetz der Verteilung der Intensität des elektromagnetischen Feldes differiert sehr wenig mit dem Sinusgesetz. Auch die maximale Amplitude variiert sehr wenig als Funktion von α. Praktisch kann man sie als konstant ansehen und ihre Verteilung in der verschiedenen Richtung als sinusförmig. Der Wert der maximalen Amplitude ist merklich gleich 2,251 mal derjenigen bei der entsprechenden vertikalen Antenne.

Die vorstehenden Rechnungen und weitere analoge, die man für eine noch größere Anzahl von Luftgebilden anstellen kann, führen zu folgenden Resultaten:

a) Es existiert in jedem Falle für in Anzahl und Dimensionen gegebenen Luftgebilden eine kritische Wellenlänge, unterhalb welcher die Verteilung des elektromagnetischen Feldes in der Horizontalebene nicht mehr dem Sinusgesetz folgt, und die maximale Amplitude mit der Orientierung der beweglichen Spule des Radiogoniometers variiert.

b) Diese kritische Wellenlänge ist um so kleiner, je größer die Anzahl der Luftgebilde ist.

c) Diese kritische Wellenlänge ist um so kleiner, je geringer die Größe der Luftgebilde ist.

d) Je größer die Anzahl und die Dimensionen der Luftgebilde sind, um so größer ist, bei Gleichheit der anderen Bedingungen $\left(\text{bis zum Grenzwert } \frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}\right)$, die maximale Amplitude des erzeugten elektromagnetischen Feldes.

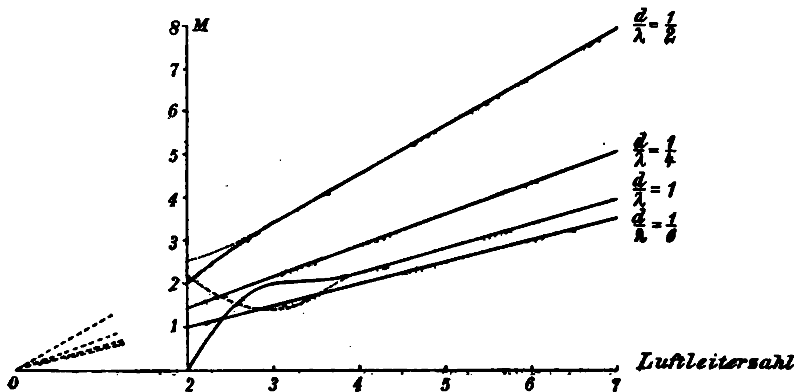


Fig. 10.

e) Für Wellenlängen oberhalb der kritischen Wellenlänge folgt diese maximale Amplitude dem Gesetz $A = \frac{n}{2} A_0$, wo n die Anzahl der Luftgebilde und A_0 die maximale Amplitude eines einzigen vollständig erregten Luftgebildes bedeuten.

Die Fig. 10 zeigt graphisch das Gesetz der Veränderung dieser maximalen Amplitude als Funktion der Anzahl von Luftgebilden und für vier Werte der Beziehung $\frac{d}{\lambda}$. Diese Amplitude ist bezogen auf diejenige der entsprechenden vertikalen Antenne (Ordinatenachse).

Die Kurven für $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}$, 1 (und höhere Werte) werden gebildet von zwei Zweigen (ausgezogen und gestrichelt gezeichnet), die schließlich sich vereinigen, wenn die Anzahl der Luftgebilde sich vermehrt.

Die ausgezogenen Linien beziehen sich auf den Grenzfall, daß die Richtung maximaler Strahlung mit derjenigen des einen der Luftgebilde zusammenfällt; die gestrichelten Linien gehören zu dem Grenzfall, wo diese Richtung des Maximums mit der Halbierungslinie des Winkels zusammenfällt, der von zwei aufeinanderfolgenden Luftgebilden gebildet wird.

Jenseits der Vereinigungspunkte der beiden Zweige werden die Kurven Gerade, die durch den Anfangspunkt O geben.

Aus der Anwendung des Prinzips auf die Luftgebilde des ersten Typus ergibt sich in ganz natürlicher Weise auch diejenige für die Luftgebilde des zweiten Typus.

In der Tat, wenn die Größe der Luftgebilde des zweiten Typus nicht $\frac{\lambda}{6}$ übersteigt, so wird, da jedes Luftgebilde ein elektromagnetisches Feld erzeugt, dessen Intensität nach dem Sinusgesetz[1]) verteilt ist, die Intensität des resultierenden elektromagnetischen Feldes gleicherweise sinusförmige Verteilung haben, welches auch die Anzahl der Luftgebilde sei.

Wenn aber die Größe dieser Luftgebilde $\frac{\lambda}{6}$ sehr übersteigt, wird die Berechnung unmöglich, da wir nicht die relative Bedeutung der oberen und unteren Partien der Luftgebilde für die Strahlung kennen. Für die Praxis ist aber die einige wichtige Form der Luftgebilde die Dreiecksform mit der Spitze nach oben, da ein einziger Mast genügt, irgend eine Anzahl dieser Luftgebilde zu tragen. Da die Maste gewöhnlich eine Höhe von ungefähr 50 m haben, und da die beste Form dieses Luftgebildes diejenige eines gleichseitigen Dreieckes ist, so folgt, daß die maximale Größe 60 m nicht übersteigt, welche geringer ist als $^1/_6$ der kleinsten im allgemeinen angewendeten Wellenlängen.

Man hat sich also in diesem Falle nicht besonders um die Form der Diagramme der Intensität des elektromagnetischen Feldes zu kümmern; sie sind stets von der Art nach Fig. 2. Die Vergrößerung der Anzahl der Luftgebilde wird einen Einfluß nur auf den Wert dieser Intensität, nicht aber auf ihre Verteilung haben. Wenn I die

1) Jahrbuch 2, 383, 1909.

maximale Intensität, erzeugt durch ein Paar dieser Luftgebilde, ist, so wird diejenige von n-Luftgebilden den Wert $\frac{n}{2} I$ haben.

Wir haben bisher nur die Intensitätsdiagramme des elektromagnetischen Feldes, welche am leichtesten zu berechnen sind, betrachtet. Die Diagramme der ausgestrahlten Energie ergeben sich hieraus, indem wir die Quadrate ihrer Strahlungsvektoren bilden. Diese Diagramme sind die bei weitem wichtigsten für die Praxis, denn die heute benutzten Detektoren sind fast alle solche für den Integraleffekt.

Es ist klar, daß die für die Intensitätsdiagramme gezogenen Schlußfolgerungen analog auch für die Energiediagramme Geltung haben.

Man kann sich leicht Rechenschaft geben, daß vollständige Reziprozität zwischen Senden und Empfangen besteht. In der Tat, das Diagramm der durch ein gegebenes richtungsfähiges Luftgebilde empfangenen Energie ist identisch mit demjenigen der durch das gleiche Luftgebilde ausgestrahlten Energie, wenn man es zum Senden benutzt. Und gleicherweise ist das Diagramm der Stromintensität im Empfangskreis des Detektors identisch mit demjenigen der Intensität des erzeugten elektromagnetischen Feldes, wenn man im Sender das gleiche Luftgebilde benutzt.

Bezüglich des Empfanges ist folgende Tatsache bemerkenswert. Die exakte Bestimmung der Richtung einer Senderstation kann nicht durch direkte Beobachtung der Richtung des Maximums gemacht werden, denn in der Nachbarschaft des Maximums ist das Diagramm der Intensität oder der Energie nicht genügend scharf, um diese Bestimmung ausführen zu können. Die exakte Methode besteht vielmehr darin, die Grenzrichtungen zu bestimmen, jenseits welcher der Empfang Null wird; das Mittel gibt die gesuchte Richtung. Indem man mehrere Paare dieser Bestimmung ausführt, kann man eine Genauigkeit der Richtungsbestimmung von 1^0 erzielen. Da nun alle betrachteten Diagramme symmetrisch mit Bezug auf die Achsen $0—180^0$ und $90—270^0$ sind, so folgt, daß die nach dieser Methode bestimmte Richtung einer Senderstation stets genau ist, welches auch die Form der Diagramme der Intensität oder der Energie seien, selbst wenn sie solche nach Fig. 7, 8 u. 9 sind.

Eine wichtige Bedingung für die praktischen Anwendungen, besonders aus ökonomischen Gesichtspunkten, ist, so weit wie möglich, die Beschränkung der Anzahl der Maste. Für die dreieckigen Luftgebilde genügt, wie schon vorher bemerkt, ein einziger Mast; wie er-

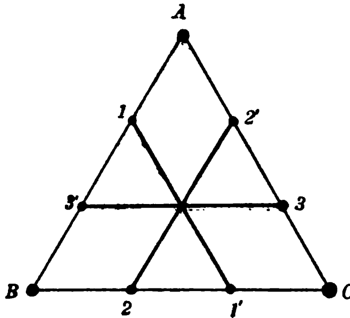


Fig. 11.

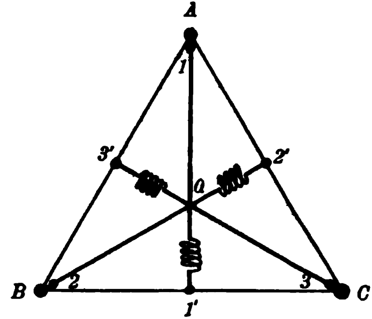


Fig. 12.

sichtlich, kann eben für die Luftgebilde des ersten Typus, die Anzahl der Maste nicht unter 3 sein, die für drei Luftgebilde oder für ein Vielfaches von 3 paßt. Die Fig. 11 u. 12 zeigen zwei verschiedene Arten der Installation von drei Luftgebilden und Fig. 13 eine solche

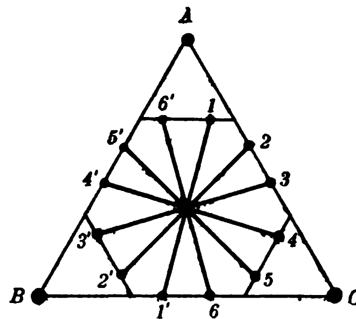


Fig. 13.

für sechs Luftgebilde. Die Punkte *A B C* repräsentieren die horizontalen Projektionen der Maste; die Punktpaare 11′ und 22′ usw. repräsentieren die horizontalen Projektionen der Luftgebilde. Nach dem Schema der Fig. 12 sind Selbstinduktionen in die Luftgebilde eingeschaltet, um in *O* die Strombäuche zu haben.

Ein bemerkenswertes Luftgebilde ist dasjenige nach Fig. 14, gebildet aus drei vertikalen Antennen ABC, passend verbunden mit drei Enden der drei Spulen eines Radiogoniometers, dessen andere drei Enden in Kontakt sind (Sternschaltung).

Es ist klar, daß, wenn Senden (oder Empfang) nach den Richtungen aa, bb und cc stattfindet, nur zwei Antennen auf einmal wirksam sind. Die Diagramme der Intensität und der Energie sind folglich von der Art, wie sie bereits im Jahrbuch[1]) näher betrachtet

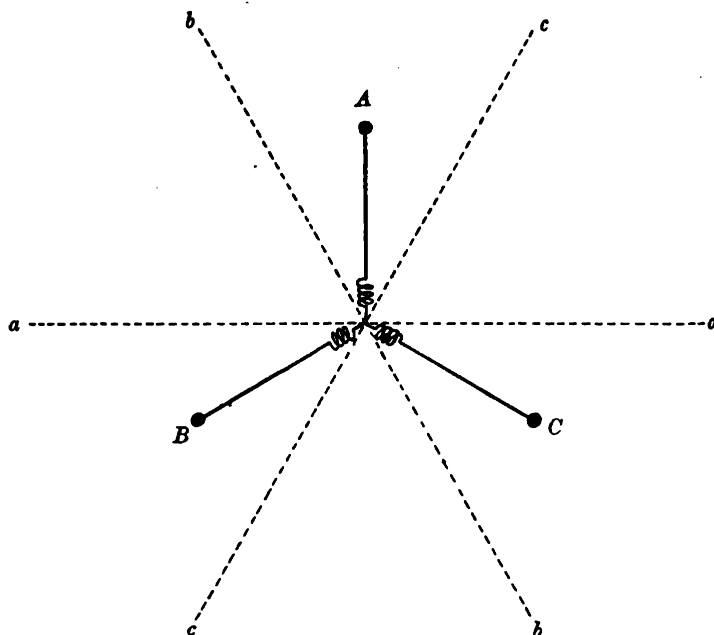


Fig. 14.

wurden. Wenn aber die Kommunikation in anderen Richtungen stattfindet, so nehmen diese Diagramme eine mehr oder weniger ungünstige Form an. Die ungünstigste Form ist diejenige, welche man erhält, wenn die Kommunikation in den Richtungen OA, OB und OC stattfindet. Die Fig. 15 repräsentiert dieses Diagramm für den Fall $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{4}$.

1) Jahrbuch 2, 381, 1909.

Die für die Praxis wichtigsten Resultate, welche man aus den vorstehenden Betrachtungen ziehen kann, sind die folgenden:

a) Hinsichtlich des Diagramms der Energieverteilung wird das Luftgebilde einer Station passend auf die kleinste Wellenlänge, die es empfangen soll, konstruiert.

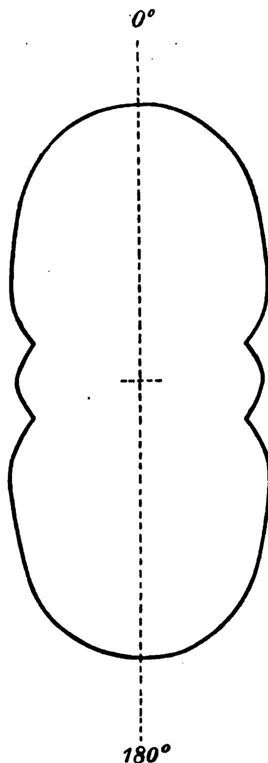


Fig. 15.

b) In gewissen praktischen Grenzen kann man die Reichweite einer Station nach Belieben erhöhen, indem man die Anzahl der Luftgebilde vermehrt.

c) Durch Anwendung einer hinreichenden Anzahl von dreieckigen Luftgebilden kann man innerhalb gewisser praktischer Grenzen eine beliebig große Reichweite erzielen.

(Aus dem Französischen übersetzt. E.)

(Eingesandt 19. April 1909.)

Mitteilungen aus der Praxis.

Wie die Tagespresse berichtet, beginnen jetzt auch die großen fashionablen Hotels in Amerika sich mit Einrichtungen für drahtlose Telegraphie zu versehen. So ist zwischen dem Waldorf-Astoria-Hôtel in New-York und dem Auditorium Annex-Hôtel in Chicago eine radiotelegraphische Verbindung (United Wireless Telegraph Co.) hergestellt worden. Die New York Times benutzt die Verbindung zum Nachrichtenverkehr mit einer Chicagoer Zeitung. Ähnliche Einrichtungen sollen in Hotels in St. Paul und Duluth (Minnesota) und Buffalo geschaffen werden, ferner wird bald eine Anlage im Bellevue-Stratford-Hôtel in Philadelphia sein. Diese Hôtels wollen unter sich und mit den atlantischen Dampfern verkehren. E.

(Eingesandt 14. Juni 1909.)

P. Barreca.

Sui campioni di autoinduzione toroidali, e sul loro profilo di minima resistenza. Lincei Rendiconti (5) **18**, 455—462, 1909.

Der Zweck dieser Arbeit ist die Herstellung von Sätzen von Selbstinduktionsnormalen, die sich — nach Art der Rheostaten — bequem durch Stöpsel betätigen lassen. Würde man Selbsinduktionsnormale der üblichen Form verwenden, so würde ein solcher Satz praktisch nahezu unbrauchbar sein, weil die vielen gegenseitigen Induktionen der einzelnen Spulen aufeinander zahlreiche Korrektionen erforderlich machen würden. Außerdem würden die Spulen, deren Stöpsel jeweils nicht gezogen wären, sich wie kurzgeschlossene Transformator-Sekundären verhalten. Diese Übelstände lassen sich vermeiden, wenn man ringförmige Selbstinduktionen verwendet, für die man bei Ausschaltung gleichgroße selbstinduktionsfreie (bifilar gewickelte) Ohmsche Widerstände substituiert. Für die Wickelung verwendet man zweckmäßig Konstantan- oder Manganindraht, und den Kern fertigt man aus Serpentin, oder — wegen geringeren Gewichtes und größerer Sicherheit gegen Eisenspuren — noch besser aus Mahagoni.

Es fragt sich nun, wie der Querschnitt der ringförmigen Seele zu wählen ist, um den Ohmschen Widerstand bei gegebener Selbstinduktion möglichst klein zu machen. Dieser Querschnitt wird durch eine Maximum-Minimum-Rechnung theoretisch ermittelt. Bei Wahl eines kreisförmigen Querschnittes oder eines solchen, der aus einem Rechtecke mit zwei aufgesetzten Halbkreisbögen besteht, entfernt man sich kaum vom Optimum. Mi.

(Eingesandt 12. Juni 1909.)

Patentschau.

Von **H. Eales.**

1. Verfahren und Einrichtungen zur Erzeugung elektrischer Schwingungen.

Das durch D. R. P. Nr. 208260 von Dr. Ing. R. Goldschmidt in Darmstadt geschützte Verfahren zur Erzeugung von Hochfrequenzströmen für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie beruht auf der an sich bekannten Erscheinung, daß, wenn in einem gewöhnlichen ein- oder mehrphasigen Induktionsmotor (I in Fig. 1) der Rotor mit synchroner Geschwindigkeit entgegen der Drehrichtung des rotierenden Feldes umgetrieben wird, die Wechselzahl der im Rotor erzeugten

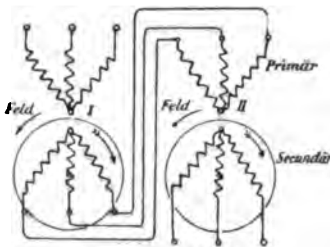


Fig. 1.

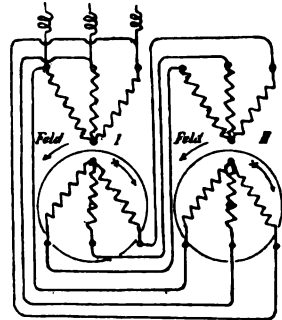


Fig. 2.

Ströme doppelt so groß ist wie die Wechselzahl des Statorstromes. Wird nun der im Rotor erzeugte Strom in den Stator eines zweiten Mehrphasen-Induktionsmotors (II in Fig. 1) geschickt und der Rotor dieser Maschine ebenfalls „rückwärts“, d. h. entgegen der Drehrichtung des Feldes angetrieben, so wird die Frequenz in dem zweiten Rotor noch höher als die im ersten. Durch mechanische und elektrische Kuppelung mehrerer solcher Maschinen können dann Ströme von beliebig hoher Wechselzahl erzeugt werden. Um mit diesem als bekannt vorausgesetzten Verfahren Hochfrequenzströme zu erzeugen, müßte dann aber eine große Zahl von Frequenzumformungen stattfinden. Um dies zu vermeiden, will nun Goldschmidt den dem Rotor II entnommenen Strom wieder in den Stator I zurückführen, sei es in eine besondere auf dem Stator befindliche Wickelung (Fig. 2) oder in die

ursprüngliche primäre Wickelung (Fig. 3). Theoretisch würden dann schließlich Ströme von unendlich großer Wechselzahl entstehen. Durch eine Zusammenstellung von Kondensatoren und Drosselspulen können aber die Stöme von verschiedener Frequenz in einzelnen Stromwegen ausfiltriert werden, wie dies in Fig. 4 angedeutet ist. Diese Figur zeigt auch eine weitere Abänderung insofern, als die Zurückführung der Rotorenergie nach dem Stator und umgekehrt zum Zwecke der Frequenzsteigerung anstatt, wie oben gesagt, durch elektrisch leitende Verbindung mittels magnetischer Verkettung dadurch erfolgt, daß eine einphasige in sich oder über Kondensatoren und Drosselspulen geschlossene Rotorwickelung Ströme in der Statorwickelung induziert und umgekehrt.

In dem Zusatzpatente Nr. 208551 zu dem genannten Hauptpatent

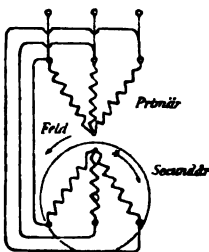


Fig. 3.

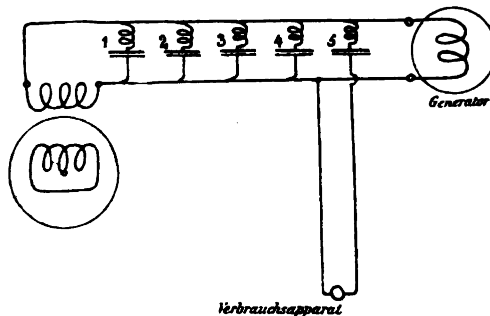


Fig. 4.

schlägt Goldschmidt vor, zum Zwecke, die Zahl der Abstimmungselemente zu verringern und sie bei mittleren Frequenzen bis etwa 10000 Perioden pro Sekunde ganz entbehrlich zu machen, zwei gegeneinander gerichtete elektromotorische Kräfte vorzusehen, wodurch die Ströme je einer Frequenzstufe nicht zum Ausdruck kommen, während die nachfolgende Frequenzverdoppelung Ströme erzeugt, welche direkt oder zur weiteren Frequenzumformung ausgenutzt werden können. Er erreicht das z. B. dadurch, daß er die Rotoren zweier Maschinen miteinander kuppelt, dergestalt, daß die Rotoren um 90° gleich einer halben Polteilung gegeneinander versetzt sind. Diese Anordnung ist in Fig. 5 dargestellt.

Das weitere Zusatzpatent Nr. 208552 bezieht sich darauf, daß die Erregung des Hochfrequenzgenerators durch voreilende Ströme bewirkt wird; zu diesem Zwecke kann unter anderem ein zweiter Gene-

rator für Hochfrequenzströme, z. B. eine Bogenlampe benutzt werden. Diese Anordnung ist aus Fig. 6 zu ersehen, wo *B* die Bogenlampe darstellt, die mit dem Generator zusammen auf den Nutzkreis arbeitet und hier die Rolle einer übererregten Synchronmaschine spielt. Denselben Gegenstand betrifft auch die französische Patentschrift Nr. 393 862.

Ein Verfahren zur Erzeugung ungedämpfter elektrischer Schwingungen mit rein mechanischen Mitteln betrifft das D. R. P. Nr. 208 585 von S. Eisenstein in Kiew. Er will zu diesem Zwecke einen unterbrochenen Gleichstrom verwenden, wobei jedoch die Frequenz der Unterbrechung in einem bestimmten Verhältnis zur Frequenz des Schwingungskreises steht, derart nämlich, daß einerseits die Zahl der Unterbrechungen mindestens so groß ist, daß während eines Intervalles die Partialschwingungen einer Kondensatorschwingung nicht ausklingen,

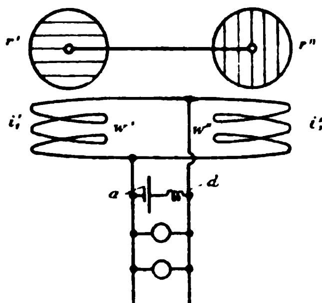


Fig. 5.

andererseits die Unterbrechung mit der Schwingung im Momente der Unterbrechung konphas und gleichen Sinnes ist. Zur Erzeugung des unterbrochenen Gleichstromes will er entweder geeignet gebaute Zahnradunterbrecher verwenden und diese eventuell dem Einfluß eines magnetischen oder Luftgebläses unterwerfen oder in einem schwer ionisierbaren Gase unterbringen, um die Funkenbildung zu vermeiden, oder er will eine Dampfturbine verwenden, deren Laufradschaufelkranz als Zahnradunterbrecher dient, wobei die Turbine gleichzeitig zum Antriebe der den Strom liefernden Dynamomaschine Verwendung finden kann.

Ruhmer will nach D. R. P. Nr. 207 938 zur Erzeugung von hochfreqrenten Wechselströmen einen Lichtbogen benutzen, der bei alleiniger Anschaltung eines Hauptschwingungskreises inaktiv ist. Zu diesem Zwecke will er einen oder mehrere Hilfsschwingungskreise anwenden, deren Eigenfrequenz (-frequenzen) zu der des Nutzschwingungs-

kreises im Verhältnis der reziproken Werte der ungeraden Zahlen steht ($^1/_1$, $^1/_3$, $^1/_5$, $^1/_7$ usw.). Die Schaltung ist in Fig. 7 dargestellt; die Zeichengebung bei Wellentelegraphie, bzw. die Sprachübertragung

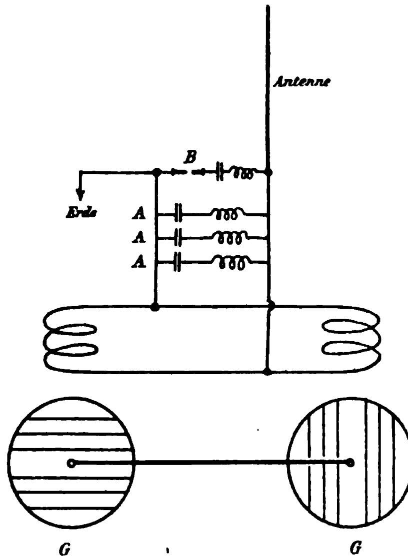


Fig. 6.

bei Wellentelephonie kann durch Unterbrechung bzw. Verstimmung des (bzw. der) Hilfsschwingungskreises (-kreise) erfolgen.

2. Verfahren und Einrichtungen für drahtlose Telephonie.

Der Sender für drahtlose Telephonie der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin nach D. R. P. Nr. 208583 ist dadurch gekennzeichnet, daß ein aus einem Mikrophon und entweder einer Kapazität oder einer Selbstinduktion oder beiden gebildeter Kreis mit einem Sendeluftleiter, in dem elektrische Schwingungen möglichst konstanter Amplitude hervorgerufen werden, derart gekoppelt ist, daß die Beeinflussung der Schwingungen durch das Mikrophon nur im Luftleiter stattfindet, zum Zwecke, eine Änderung der Schwingungsformen durch Resonanz zu vermeiden. Fig. 8 zeigt eine beispielsweise Ausführungsform, in der *e* das Mikrophon darstellt.

Ruhmer schlägt im D. R. P. Nr. 208299 vor, bei Sendern für

elektrische Wellentelephonie ein oder mehrere doppelwirkende Mikrophone zu verwenden, das bzw. die mit vom Hochfrequenzstrom durchflossenen Teilen der Anordnung zur Erzeugung bzw. Aussendung der elektrischen Wellen kombiniert ist bzw. sind. Das Charakteristische derartiger doppelwirkender Mikrophone besteht bekanntlich darin, daß auch die Rückschwingung der Sprachmembran direkt oder indirekt zur Widerstandsänderung eines bzw. mehrerer Kontakte herangezogen wird. Die Anwendung derartiger Mikrophone bei Sendern für elek-

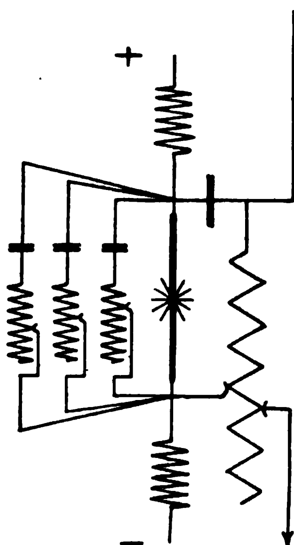


Fig. 7.

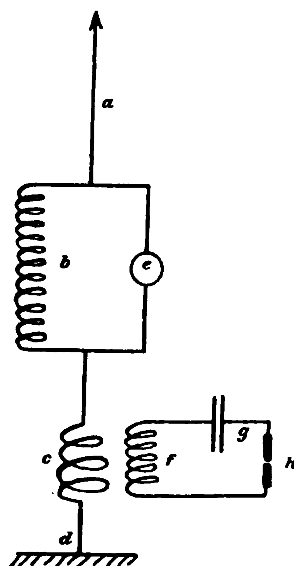


Fig. 8.

trische Wellentelephonie gestattet eine wesentliche Steigerung der durch die Sprachschwingungen hervorgerufenen Hochfrequenz-Stromschwankungen. Die Schaltung kann dabei z. B. so sein, daß die eine Mikrophonkontaktgruppe parallel zu den Koppelungswindungen des Luftleiters, die andere in Serie mit letzteren geschaltet ist; es kann aber auch die eine Mikrophonkontaktgruppe parallel zu Windungen des Luftleiters und die andere in eine induktiv von diesen Windungen erregte Spule geschaltet sein.

Das D. R. P. Nr. 207 949 von Dr. W. Burstyn betrifft einen Membrankondensator zur Beeinflussung eines Schnellwechselstromes durch den Schall für die Zwecke der drahtlosen Telephonie. Das

Kennzeichen dieser Anordnung besteht darin, daß die Bewegung der Membran durch elektrostatische Kräfte und nicht unmittelbar durch die Luft erfolgt. Fig. 9 zeigt eine beispielsweise Ausführung. Das Kondensatortelephon wird durch die feste Scheibe *b* und die Membran *e* gebildet; letztere bildet zugleich einen zweiten Kondensator mit der

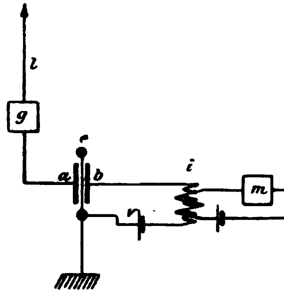


Fig. 9.

festen Scheibe *a*, die im Luftdraht *l* liegt, der durch den Schwingungserzeuger *g* erregt wird. Wird das Mikrophon *m* von Schallwellen getroffen, so übertragen sich seine Stromschwankungen durch Vermittelung der Induktionsrolle *i* und über die Zusatzbatterie *v* auf das Kondensatortelephon, und durch die Bewegung der Membran ändert sich die Kapazität des Kondensators *a e* und somit die Wellenlänge des Luftdrahtes. (Fortsetzung folgt.)

Briefe an die Redaktion.

(Für die Veröffentlichungen in dieser Rubrik übernimmt die Redaktion keinerlei Verantwortung.)

Das „neue Telefunkensystem".

Die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie veröffentlicht in mehreren Fachzeitschriften Mitteilungen über ein neues System, in welchen mehrere unzutreffende Bemerkungen über das Poulsensystem enthalten sind. Demgegenüber bemerke ich, daß die Poulsensche Bogenlampenmethode zur Schwingungserzeugung bisher die einzige ist, welche die drahtlose Telephonie ermöglicht. Um gute Resultate zu erzielen, ist es allerdings erforderlich, daß man nicht ein Surrogat der Poulsenschen Erfindung, nämlich die Serienlichtbogenanordnung mit gekühlten Elektroden verwendet, wie dies Telefunken tut — eine Anordnung, welche übrigens für Wasserstofflichtbogen auch schon 1903 von Poulsen vorgeschlagen wurde —,

sondern einen rationell arbeitenden Einzellichtbogen in Wasserstoff mit Magnetgebläse. Letzterer, richtig bedient, erzeugt im Gegensatz zu der Serienlichtbogenanordnung mit gekühlten Elektroden praktisch konstante Schwingungen bei gutem Wirkungsgrad und großer zu entziehender Energiemenge. Über diese Anordnungen ist im Jahrbuch für drahtlose Telegraphie, 1. Jahrgang, S. 307 eingehend berichtet. Seit dieser Veröffentlichung ist insbesondere durch die C. Lorenz Aktiengesellschaft in Deutschland das Poulsensystem so wesentlich weiterhin verbessert worden, daß es eine Entstellung der Tatsachen bedeutet, wenn die mit einer minderwertigen Nachahmung erzielten Ergebnisse dem Poulsensystem zur Last gelegt werden.

Die abfällige Kritik, welche jetzt das Poulsensystem durch die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie erfährt, erinnert an die gleichfalls abfällige Besprechung, welche dieselbe Gesellschaft Herrn Prof. Max Wien vor knapp 1½ Jahren zukommen ließ, und zwar handelt es sich hierbei um dieselbe „Schwebungserregungsmethode", welche jetzt von der Telefunken-Gesellschaft als das wichtigste Ereignis gefeiert wird. Die genannte Kritik befindet sich in der Physikalischen Zeitschrift, 9. Jahrgang, S. 205. Es heißt in dieser wie folgt:

„4. daß sie (die Wiensche Anordnung) für praktische Zwecke, z. B. drahtlose Telegraphie, entgegen der Ansicht Wiens gänzlich unzulänglich ist,

5. daß die im Jahre 1906 von Wien gemachte Entdeckung über das Verhalten ganz kleiner Funkenstrecken wohl für Dämpfungsmessungen sichere Resultate geben kann, als bei Verwendung großer Funkenstrecken und künstlicher Dämpfung, daß aber die hierbei zu erreichende Energiemenge bereits für Dämpfungsmessungen und erst recht für praktische Zwecke zu klein ist, und

6. daß durch Verwendung von Quecksilber-Dampf-Funkenstrecken im Erregerkreis teils eine zuverlässige Methode zur Messung geringer Dämpfungen gegeben ist und teils beliebige Energiemengen mit einem Wirkungsgrade bis 80 Proz. in wenig gedämpfte Schwingungen umgesetzt werden können.

Berlin, Laboratorium der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie, 28. Januar 1908."

Leider lassen die bisherigen Veröffentlichungen über das „neue Telefunkensystem" hinsichtlich des Wirkungsgrades keine rechte Beurteilung zu, da die angegebene Meßmethode nicht einwandfrei ist und die erzielten Versuchsergebnisse daher nicht stichhaltig sind. Es wird mitgeteilt, daß sich bei der „Schwebungserregungsmethode" ein Wirkungsgrad von 60 Proz. ergibt. Dieser ist dadurch gefunden, daß in den primären Transformatorstromkreis ein Wattmeter eingeschaltet wurde, dessen Angaben der Messung zugrunde liegen und welches bei etwa 50 Perioden und bei sinusoidalem Verlauf richtig anzeigt, während bei dem erwähnten Versuch Wechselstrom von 500 Perioden benutzt wurde, dessen Stromkurve nichts weniger als eine reine Sinuskurve darstellt.

Daß die neue Methode der Schwebungserregung patentrechtlich im Prinzip nicht mehr schutzfähig ist, wird zugegeben. Es bedeutet aber einen

allzu pessimistischen Standpunkt, wenn man sie, wie das die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie tut, unter das Braunsche Senderpatent (D.R.P. 111578, angemeldet am 14. Oktober 1898) fallen läßt. Man kann dem Braunschen Patent nur diejenige Ausdehnung beilegen, welche es tatsächlich besitzt. Diese Ausdehnung wird am besten charakterisiert durch den Wortlaut der Beschreibung des Patentes selbst, welche auf Seite 2 der Patentschrift folgenden Passus enthält:

„Die Verwendung von Leydener-Flaschen für Funkentelegraphie findet sich bereits in der amerikanischen Patentschrift 609154 von Lodge erwähnt. Dort dienen sie aber lediglich zur Anhäufung von Elektrizität und sind in Verbindung mit Hilfsfunkenstrecken angeordnet, die zur Anregung des eigentlichen Gebers dienen, der ein von den Leydener-Flaschen abgetrenntes für sich schwingendes System bildet.“

Es ist hieraus ersichtlich, daß man unter Verwendung des von Lodge 1897 angegebenen Erregers die Schwebungserregung ausführen kann, ohne das genannte Braunsche Patent zu verletzen. Dr. Eugen Nesper.

(Eingesandt 9. Juli 1909.)

„Stoßerregung“ elektrischer Schwingungen.

In dem auf S. 551ff. abgedruckten Vortrag des Herrn Grafen Arco über das neue Telefunken-System, ist auf S. 562 auch meine Schaltung für schwach gedämpfte Schwingungen (ehem. D. R. P. 157056) erwähnt und ein Schema abgebildet, das eine abweichende Ausführung sein soll, die von Herrn Pichon stamme. Hierzu bemerke ich folgendes: Die von mir in der Patentschrift skizzierte Schaltung ist schematisch, d. h., sie stellt in der üblichen Weise das ganz allgemeine Schaltungsschema dar, um das Prinzip, das ich mir patentieren ließ, am einfachsten zu demonstrieren. Dabei ist die Strom- bzw. Spannungsquelle im aktiven Schwingungskreis eingezeichnet. Der praktische Physiker wird aber selbstredend in praxi das Element da legen, wo, ohne Verletzung des Prinzips, dessen zusätzliche Dämpfung herausfällt, nämlich in den Unterbrechungsnebenschluß, wie ich es nachweislich bei meinem Modell selbst getan und eben als ganz selbstverständlich erachtet habe. Hierauf beruht nun die sogenannte Abänderung des Herrn Pichon. Es liegt also auf der Hand, daß es unrichtig ist, von einer Pichon-Schaltung zu sprechen. Es kommt lediglich auf das Prinzip an, auf das ich erstmalig hingewiesen habe, nämlich, daß der durch das plötzliche Verschwinden der Strömung in der Selbstinduktionsspule entstehende Öffnungsextrastrom sich (mit sehr stark vergrößerten Potentialamplituden, gegen welche die einfachen Lade- bzw. Entladeschwingungen überhaupt nicht in Betracht kommen) in einem ganz geschlossenen und daher sehr schwach gedämpften Kreise auspendelt. Es kommt dabei alles auf die instantanen Unterbrechungen an der Unterbrechungsstelle im Nebenschluß an, weshalb man am besten daselbst einen Vakuumunterbrecher benutzt, wie ich es auf Anraten von Herrn Prof. M. Wien auch tatsächlich in meinem Modell tat. Über alle diese Dinge habe ich gelegentlich eines

Besuches in Berlin mit Herrn Graf Arco gesprochen, ehe etwas von einer Pichon-Schaltung bekannt war, womit ich jedoch keineswegs sagen will, daß Herr Graf Arco mit Herrn Pichon darüber konferiert habe. Auf die später erfolgte naive Bemerkung der Telefunken-Gesellschaft, nicht ich, sondern Pichon, habe sie auf die Verwendungsmöglichkeit der Schaltung im Wellenmesser aufmerksam gemacht, brauche ich in dieser Fachzeitung wohl nicht näher einzugehen. Die C. Lorenz A.-G. Berlin benutzt in ihrem Wellenmesser auch diese sogenannte Pichon-Schaltung, nennt sie aber ordnungsmäßig „Eichhorn-Schaltung", die heute, nachdem die Patente verfallen sind, in jedem Wellenmesser oder Stationsprüfer als unentbehrlich erachtet wird, während sie vorher von der Telefunken-Gesellschaft, als ich ihr die Patente anbot, wiederholt als absolut wertlos bezeichnet wurde.

Ich beschränke mich darauf, noch zu bemerken, daß die Telefunken-Gesellschaft trotz alledem diese sogenannte Pichon-Schaltung als selbständiges Patent angemeldet hat. Das Patentamt hat in offenbarer Sachunkenntnis diesem Antrag in erster Instanz stattgegeben, doch habe ich gegen diese unverständliche Patenterteilung Beschwerde eingelegt.

Zürich im August 1909. Dr. Gustav Eichhorn.

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

Dannemann, Friedrich, Aus der Werkstatt großer Forscher. (Leipzig, Verlag Wilhelm Engelmann.) geh. M. 6.—, geb. M. 7.—.

Schneeli, Gustav, Radiotelegraphie und Völkerrecht. (Berlin, Verlag von Franz Vahlen.) M. 2.—.

Zenneck, J., Les oscillations Électromagnétiques et la Télégraphie sans fil. (2 Bände.) Ouvrage traduit de l'allemand. (Paris 1908.)

Crew, Henry, General Physics. An Elementary Text-Book For Colleges. New York. (The Macmillan Company.) Paris 1908. Dollar 2.75 net.

Archiv für die Geschichte der Naturwissenschaften und der Technik. Die Zeitschrift erscheint in zwanglosen Heften, von denen 5 einen Band bilden. (Leipzig, Verlag von F. C. W. Vogel. pro Band M. 20.—.

Donle, Wilhelm, Lehrbuch der Experimentalphysik. 4. Auflage. Interessenten sind: Die Physiklehrer der Gymnasien, Realgymnasien, Oberrealschulen, Realschulen, Seminare, höheren Töchterschulen, Techniken, Baugewerkschulen, Handelsschulen. Das Buch eignet sich auch sehr gut zum Selbstunterricht. Stuttgart, Verlag von Fr. Grub. geb. M. 3.60.

Strache, Hugo, Die Einheit der Materie, des Weltäthers und der Naturkräfte. Leipzig und Wien, Verlag von Franz Deuticke.

Fürstenau, Robert, Das Wesen der Elektrizität. IV. u. 193 Seiten. 34 Abb. Berlin, Verlag von Carl Duncker. M. 2.—.

Fournier d'Albe, E. E., Zwei neue Welten. Die Infra-Welt, Die Supra-Welt. Deutsch von Max Iklé. 197 Seiten mit Titelbild. 1909. Leipzig, Verlag von Johann Ambrosius Barth. M. 3.20, geb. M. 4.—.

Findlay, Alex., Einführung in die Phasenlehre und ihre Anwendungen. Deutsch von G. Siebert. IX, 224 Seiten mit 134 Abb. u. 1 Taf. 1907. Leipzig, Verlag von Johann Ambrosius Barth. M. 10.—, geb. M. 11.—.

Ries, Chr., Das Licht in seinen elektrischen und magnetischen Wirkungen. Versuchsergebnisse, Theorien und Literatur. (Wissen und Können Bd. 11.) VIII, 256 Seiten mit 62 Abb. 1909. Leipzig, Verlag von Johann Ambrosius Barth. geb. M. 5.—.

Nairz, O., Die elektrische Arbeitsübertragung (Wissen und Können Bd. 12). VII, 260 Seiten mit 144 Abb. 1909. Leipzig, Verlag von Johann Ambrosius Barth. geb. M. 5.—.

Gehrke, E., Die Strahlen der positiven Elektrizität. XI u. 124 S. mit 43 Fig. u. 2 Tafeln. Leipzig, Verlag von S. Hirzel. geh. M. 4.50, in Leinen M. 5.50.

Mauville, O., Les Déconvertes modernes en Physique. II u. 463 S. u. 65 Fig. Paris, Librairie scientifique A. Hermann et fils. fr. 8.—.

Jäger, Gustav, Theoretische Physik. Sammlung Göschen Nr. 77 u. 78. Zweiter Teil: Licht und Wärme. Mit 47 Abb. Dritter Teil: Elektrizität und Magnetismus. Mit 78 Abb. Leipzig, G. J. Göschensche Verlagsbuchhandlung. in Leinw. geb. je M. —.80.

Eichhorn, Gustav, Wireless Telegraphy. 126 pages, 79 illustrations. A simple, comprehensive exposition of the fundamental principles and working methods of modern telegraphy by means of electric waves. London. Schilling 2.75 net.

Literaturverzeichnis.

Andrejew, N., Journ. d. russ. phys. chem. Ges. **41,** Phys. T. 46, 1909. Zur Dispersion gedämpfter Wellen.

Arco, H., Electrician **63,** 89, 228, 370, 1909. A new system of wireless telegraphy („tönende Funken") used by the Telefunken Company. (Vgl. ebenda S. 142. The Lepel Wireless Syndicate Ltd.)

—, Elektrot. Ztschr. **30,** 535, 561, 1909. (Vgl. Ztschr. für Schwachstrom **3,** 291, 342, 1909.) Das neue Telefunken-System („tönende Funken").

—, Elektrot. Ztschr. **30,** 551, 1909. Drahtlose Telephonie (vgl. ebenda S. 555. Willy Hechler u. Eugen Nesper).

Arno, R., La Lum. él. **31,** 344, 1909 u. La Rev. él. **11,** 420, 1909. Appareil pour la mesure des courants téléphoniques et, en général, des courants périodiques de grande fréquence et de très faible intensité.

Austin, L. W., Electrician **63,** 265, 1909. Some contact rectifiers of electric current.

Barkhausen, H., Ber. d. Phys. Ges., Heft 11, 267, 1909. Über labile Zustände elektrischer Ströme.

Barnard, R. J. A., Phil. Mag. 17 (6), 706, 1909. Direct application of the electron theory to induction currents.

Barrecca, P., Rend. d. R. Acc. d. Linc. **18**, 455, 1909. Sui campioni di autoinduzione toroidali e sul loro profilo di minima resistenza.

Bartenstein, O., Ann. Phys. **29**, 201, 1909. Beobachtungen und Theorie über die Beugung von stark gedämpften elektrischen Schwingungen.

Bary, P., Ann. Phys. Beibl. **33**, 450, 1909 (Ref. u. C. R. **147**, 570, 1908, vgl. La Lum. él. **31**, 135, 172, 1909). Über den Wehneltunterbrecher.

Bellini, E. u. **Tosi, A.**, Elektrot. Ztschr. **30**, 491, 1909. Gerichtete drahtlose Telegraphie und Telephonie.

— u. —, La Lum. él. **31**, 377, 1909 (u. ebenda 379, A. Blondel). Sur les aeriens dirigeables.

— u. —, Ass. El. It. **13**, 1, 1909. Il Radiogoniometro.

—, Ass. El. It. **13**, 1, 1909. L'aereo Brown e l'aereo Artom.

Bergwitz, K., Ztschr. f. phys. Unt. **22**, 105, 1909. Über einige mit dem Wehneltunterbrecher angestellte Versuche.

Birkeland, C. R. **148**, 1006, 1909. Sur les orages magnétiques polaires.

Blair, W R., Ann. Phys. Beibl. **33**, 414, 1909. (Ref. ü. Bull. Mount Weather Observatory 1, 65, 161, 1908.) Die Phasenänderung, welche vom Durchgang elektrischer Wellen durch dünne Schichten herrührt. Brechungsindex des Wassers für solche Wellen.

Bulgakov, N., Ann. Phys. Beibl. **33**, 749, 1909. (Ref. ü. J. d. russ. phys.-chem. Ges. **40**, Phys. T. S. 294, 1908.) Ein rotierender Kommutator für oszillierende Entladung.

—, Bull. de Pétersbourg, S. 603, 1909. Influence de la rupture du courant dans un circuit sur un autre circuit fermé ou ouvert.

Burton, C. V., Phil. Mag. 17 (6), 641, 1909. On the Faraday-Maxwell mechanical stress; and on aetherical stress and momentum in general.

Campbell, A., Ztschr. f. Instrumentenkunde **29**, 87, 1909. (Ref. ü. Electrician **61**, 1000, 1908.) Kompensation der Selbstinduktion von Nebenschlußwiderständen.

Campos, H., E. u. M. **27**, 392, 1909. (Ref. ü. Atti d. Ass. El. It., Heft 6, 1908.) Die Messung von Wechselströmen von sehr großer Intensität.

Caudrelier, E., C. R. **148**, 1257, 1909 u. La Rev. él. **12**, 58, 1909. Sur la décharge des inducteurs.

Cisotti, N., N. C. 17 (V), 103, 1909. Campi elettromagnetici puri a strati paralleli uniformi.

Cohen, Louis, Electric. World **53**, 632, 1909. The coefficient of reflection of electrical waves at a transition point.

Colin, M. et **Jeance, R.**, C. R. **148**, 1262, 1909 (vgl. Electrician **63**, 511, 1909). Sur la téléphonie sans fil.

Colley, A. R., Phys. Ztschr. **10**, 329, 1909. Über die Anordnungen der Methode der Drahtwellen für Zwecke der Untersuchung der Dispersion im elektrischen Spektrum.

Culver, C. A., Elektrot. Ztschr. **30**, 332, 1909. (Ref. ü. Electrician **60**, 1003, 1908 und **61**, 11, 1908.) Ausbreitung und Aufnahme der elektrischen Energie in der drahtlosen Telegraphie.

Deprez, Marcel, C. R. **148**, 817, 1909. Formules extrêmement simples relatives au coefficient de self-induction.

Devaux-Charbonelle, C. R. **148,** 1512, 1909 und L'Électricien **38** (2), 19, 1909. Étalonnement des condensateurs (capacités) et des self-inductions.

Dreßler, Fritz, Helios **15,** 209, 1909. Blitzschutzvorrichtungen und Überspannungssicherungen.

Electrical World 53, 1199, 1909. „Wireless" activity around the great lakes.

Emanueli, Luigi, Atti Ass. El. It. **13,** 23, 1909. Ricerche sperimentali sulle perdite de dielettrico.

Erskine-Murray, J., Electrician **63,** 376, 1909. The Lepel Wireless Telegraph-System.

Fischer, K., Helios **15,** 229, 241, 249, 1909. Technische Widerstände.

Fleming, J. A. u. Dyke, G. B., Phil. Mag. **17** (6), 670, 1909 u. Electrician **63,** 216, 1909. A note on the production of steady electric oscillations in closed circuits and a method of testing radiotelegraphie receivers.

— u. **Richardson, H. W.,** Phil. Mag. **17** (6), 677, 1909 u. Electrician **63,** 175, 1909. The effect of an air-blast upon the spark discharge of a condenser charged by an induction coil or transformer.

—, Researches in radiotelegraphy, Lecture delicered at the Roy. Inst. of Great Britain, June 4. 1909 (vgl. Electrician **63,** 349, 388, 464, 504, 1909 u. Electric. Eng. 18. Juni 1909.

—, Electrician **63,** 332, 1909. The Telefunken or quenched spark discharger.

—, Electrician **63,** 333, 1909. The utilisation of the total radiation from an inductively coupled antenna.

—, Electrician **63,** 459, 1909. A standard of wave-length for the calibration of cymometers.

Gans, R. u. Gmelin, P., Ann. Phys. **28,** 925, 1909. Die Präzisionsmessung starker magnetischer Felder; Étalons der magnetischen Feldstärke.

Gáti, Béla, Electrician **62,** 1013, 1909 (vgl. Electric. World **53,** 1026, 1909). The determination of the distance and the direction of a sending-station by means of barreter-measurements.

German, T. u. Hills, S. M., Electrician **63,** 162, 1909. The use of dielectrics and the principal tests applied to them.

Gernsback, H., First Annual Official Wireless Blue Book of the Wireless Association of America. Corrected to May 1st — 1909. Published by Modern Electrics Publication New-York City.

Gockel, A., Phys. Ztschr. **10,** 896, 1909. Über den Ursprung der Gewitterelektrizität.

Graffigny, H. de, La Lum. él. **31** (VI, 2), 15, 1909. Sur la production des courants de haute fréquence.

Guinchant, C. R. **148,** 1674, 1909. Galvanomètre pour courants alternatifs.

Hemsalech, G. A. u. Zimmern, A., C. R. **148,** 773, 1909. Étincelles de résonateur. Analyse spectroscopique.

Höchstädter, Martin, Elektrot. Ztschr. **30,** 515, 1909. Schutz von Telephonanlagen gegen störende Einflüsse von Wechselstrom-Starkstromleitungen (vgl. La Lum. él. **31,** 51, 1909).

Houstoun, R. A., Ann. Phys. Beibl. **33,** 686, 1909 (Ref. über Edinb. Proc. **28,** 369, 1908). Bemerkung über den elektrischen Widerstand von Funkenstrecken.

Hurmuzescu, C. R. **148**, 1514, 1909. Mesure absolue d'une résistance électrique en unités électrostatiques.

Jeans, J. H., Phil. Mag. 17 (6), 773, 1909. The motion of electrons in solids. Electric conductivity. Kirchhoff's law and radiation of great wave-length.

Jentsch, Otto, Elektrot. Ztschr. **30**, 352, 1909 (Ref. über R. A. Fessenden. Proc. of the Am. Inst. of El. Eng. **27**, 1283, 1908). Drahtlose Telephonie.

Ives, E., Elektrot. Ztschr. **30**, 383, 1909 (Ref. über Electr. World **52**, 676, 1908). Ausbreitung von elektrischen Wellen in der drahtlosen Telegraphie.

Knopp, O., Phys. Ztschr. **10**, 439, 1909. Untersuchungen an Thermoelementen.

Kollert, Elektrot. Ztschr. **30**, 560, 1909. Kontinuierlich abstufbare Selbstinduktionsnormale.

Koomans, N., Ztschr. f. Schwachstr. **3**, 199, 341, 1909. Drahtlose Telephonie.

— Ztschr. f. Schwachstr. **3**, 312, 1909. Die Bogenlampe in der drahtlosen Telephonie.

Kosack, Emil, Elektrot. Ztschr. **30**, 567, 1909. Sprechendes Eisen, sprechender Draht, eisenfreier Fernhörer.

Lederer, E. L., Ber. D. Phys. Ges. Heft 11, 259, 1909. Über eine Erscheinung bei der Quecksilberfunkenstrecke.

Lepel, v. E., Electrician **63**, 142, 174, 374, 1909. The Lepel system of wireless telegraphy.

Lodge, Oliver, Nature **80**, 381, 1909. Selective wireless telegraphy.

— u. **Muichead, Alex.**, Proc. Roy-Soc. **82** (A) 227, 1909. Syntonic wireless telegraphy (with specimens of large scale measurements).

Macdonald, H. M., Electrician **63**, 312, 1909. Note on horizontal receivers and transmitters in wireless telegraphy.

Malclès, L., Ann. chim. phys. (8) **16**, 153, 1909 (s. Jahrb. **1**, 456, 1908). Recherches expérimentales sur les diélectriques.

Marconi, G., Nature 80, 233, 264, 1909. Transatlantic Wireless Telegraphy.

—, Electrician **63**, 130, 1909. „Wireless“ on a railway train.

Marsh, G. E., Electric World. **53**, 865, 1909. The inductance of a straight wire.

Meissner, F., Elektrot. Ztschr. **30**, 413, 1909. Die deutsche Funkentechnik im Seeverkehr.

Montel, A., La Lum. él. **31** (VI), 199, 237, 1909. Sur le champ produit par un oscillateur électrique d'une forme quelconque.

Mosler, Elektrot. Ztschr. **30**, 301, 1909. Über den Einfluß des Tageslichtes auf die Reichweite von Funkenstationen.

Naccari, A., La vita di Michele Faraday. Padowa 1908.

Nasmyth, G. W., Ann. Phys. Beibl. **33**, 455, 1909 (Ref. über Phys. Rev. **27**, 117, 1908). Die Frequenz des singenden Bogens.

Negro, C., Phys. Ztschr. **10**, 449, 1909. Beitrag zur Erforschung der Elektrizitätsforschung in der Atmosphäre.

Nesper, Eugen, Helios **15**, 149, 158, 1909. Neuere deutsche Patente der drahtlosen Telegraphie.

—. Elektrot. Ztschr. **30**, 418, 450, 1909. Über drahtlose Telephonie.

Nicholson, J. W., Ann. Phys. Beibl. **33**, 691, 1909 (Ref. über Phil. Mag. **17**, 255, 1909). Der Selbstinduktionskoeffizient von zwei parallelen Drähten.

Nicol, J., Proc. Roy. Soc. 82 (A. 551), 29, 1909. The rotation of the electric arc in a radial magnetic field.

Odeurs, A., Ann. Phys. Beibl. **33**, 684, 1909 (Ref. über Bull. de Belg. 855, 1908). Untersuchungen über das Potential der disruptiven Entladung.

Orlich, E., Elektrot. Ztschr. **30**, 435, 466, 1909. Über die Anwendung des Quadrantelektrometers zu Wechselstrommessungen.

Physikalisch-Technische Reichsanstalt, Ztschr. f. Instrumentenkunde **29**, 143, 1909. Messung schwacher Wechselströme; Selbstinduktionsmessungen mit hochfrequenten Wechselströmen; Selbstinduktionsnormale; Kapazitätsnormale und ihre absolute Messung; Herstellung von Messungen, deren Periodenzahl in ganzzahligem Verhältnis stehen; Wellenlänge elektrischer Schwingungen; Herstellung phasenverschobener Hochfrequenzströme; Dämpfungsmessungen mittels ungedämpfter elektrischer Schwingungen.

Pierce, G. W., Phys. Rev. (Am. Phys. Soc.) **28**, 153, 1909. Crystal rectifiers for electric currents and electric oscillations. Part. II. Carborundum, Molybdenite, Anatase, Brookite.

Pillier, L., Ann. Phys. Beibl. **33**, 692, 1909 (Ref. über La Lum. él. **2**, 391, 1908). Methode und Apparate zur Messung schwacher Wechselströme.

Piola, F., N. C. **17** (V), 27, 1909. Doppio oscillografo come apparecchio per esperienze da lezione.

—, Ann. Phys. Beibl. **33**, 692, 1909 (Ref. über Rend. R. Acc. d. Linc. **17**, 316, 1908). Der Wehneltunterbrecher mit Wechselstrom.

Poincaré, H., C. R. **148**, 1488, 1908. Les ondes Hertziennes et l'équation de Fredholm.

Pollock, J. A., Wellisch, E. M., Raueland, A. B. B., Phil. Mag. **17** (6), 449, 1909. The relighting of the carbon arc.

Popow's, A. S., Anteil an der Entstehung der drahtlosen Telegraphie. Ber. d. Komm. zur Prüf. d. wissenschaftl. Bedeutung der Arbeiten von A. Popow. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **41**, phys. T. 63, 1909.

Regnoni, R., La Lum. él. **31**, 405, 1909 (Ref. über L'Elettricista 1. I. 1909). Sur un nouveau type de parafoudres.

Reiche, Fritz, Ann. Phys. **29**, 401, 1909. Über die anomale Fortpflanzung von Kugelwellen beim Durchgang durch Brennpunkte.

Richarz, Franz, Anfangsgründe der Maxwellschen Theorie verknüpft mit der Elektronentheorie. Leipzig 1909 (Teubner).

Ries, Chr., Phys. Ztschr. **10**, 260, 1909. Selbsttätiger Unterbrecher und sprechende Funkenstrecke.

Rosa, E. B., Ann. Phys. Beibl. **33**, 451, 1909 (Ref. über Bull. Bur. of Stand. **4**, 301, 1908). Die Selbstinduktion und gegenseitige Induktion linearer Leiter.

— u. **Cohen, L.,** ebenda (Ref. über Bull. Bur. of Stand. **5**, 1, 1908). Formeln u. Tabellen für die Berechnung von gegenseitiger Induktion und Selbstinduktion.

— —, Electrician **63**, 252, 1909. A new form of standard resistance.

Rosa La, M., Ann. Phys. **29**, 249, 1909. Umwandlungen des Spektrums des selbsttönenden Lichtbogens.

Sammis, F. M., Electr. World. **53**, 620, 1909. Wireless on railroad train.

Schmidt, K. E. F., Phys. Ztschr. **10**, 438, 1909. Über die Grenze der Leistungsfähigkeit der Thermoelemente.

Schneeli, G., Radiotelegraphie und Völkerrecht. Berlin 1908.

Schtschodro, N., Ann. Phys. Beib. **33**, 749, 1909 (Ref. üb. J. d. russ. phys.-chem. Ges. **40**, Phys. T. S. 303, 1908). Die Hertzschen Spiegelversuche mittels des Duddellschen Lichtbogens.

Schulze, Günther, Elektrot. Ztschr. **30**, 295, 1909. Versuche von Quecksilbergleichrichtern (vgl. Helios **15**, 185, 1909).

—, Elektrot. Ztschr. **30**, 373, 1909. Messung des Rückstromes in Quecksilbergleichrichtern.

Seidner, M., E. u. M. **27**, 535, 1909. Zur Theorie des Stromtransformators.

Silberstein, L., Spraw. Tow. Nauk. **1**, 85, 1908 (Polnisch). Sur les oscillations électromagnétiques d'un conducteur sphérique.

Simon, Hans, Phys. Ztschr. **10**, 419, 1909 (vgl. Jahrb. **2**, 402, 1909). Ein neuer Registrierapparat für feine elektrische Impulse.

Smirnow, D., Phys. Ztschr. **10**, 445, 1909. Leitungsstrom und Schwankungen des elektrischen Feldes in der Nähe der Erdoberfläche.

Snow, A. E., Nature **80**, 148, 1909 (Phys. Soc. London 12, III, 1909). Piranis's method of measuring the self-inductance of a coil.

Sommerfeld, Arnold, Sitzungsber. Bayer. Ak. math.-phys. Kl. 1909 (vgl. Jahrb. 2, 549, 1909). Über die Ausbreitung der Wellen in der drahtlosen Telegraphie.

Sörensen, Aage, S. M. Electr. Eng. 11, VI, 1909 u. Electrician **63**, 289, 1909 (vgl. Ztschr. f. Schwachstr. **3**, 288, 1909). The Radio-Telegraphic Station at Cullercoats (Poulsen).

Sporzysński, K., Sitzungsber. d. math.-phys. Ver. in Warschau, S. 95—105, 1907/08. Dielektrizitätskonstanten.

Steinmetz, Ch. P., Electric. World **53**, 734, 1909. Even harmonics in alternating-current circuits.

—, Theory and calculation of transient electric phenomena and oscillations. London 1909 (Spon).

Stöckly, J. J., Schwz. Elektrot. Ztschr. **6**, 309, 1909. Glaskondensatoren (vgl. La Lum. él. **31**, 57, 1909).

Taylor, A. H. u. **Williams, E. H.,** Ann. Phys. Beibl. **33**, 414, 1909 (Ref. über Phys. Rev. **26**, 417, 1908). Die verteilte Kapazität in Widerstandsrollen.

Teege, H., Ann. Phys. Beibl. **33**, 450, 1909 (Ref. über Ztschr. für phys. u. chem. Unt. **21**, 318, 1908). Über eine Abänderung des Simonschen Lochunterbrechers.

Thornton, W. M., Roy. Soc. 11. III. 1909 u. Nature **80**, 86, 1909. The measurement of dielectric constants by the oscillations of ellipsoids and cylinders in a field of force.

Tobler, A., Ztschr. f. Schwachstr. **3**, 229, 1909. Über die Verwendung des aperiodischen Elektrometers von Carpentier zur Messung von Kabeln und Kondensatoren.

Toepler, M., Ann. Phys. **29**, 153, 1909 (vgl. ebenda **28**, 585, 1909, C. Müller). Funkenspannungen zwischen Kugelelektroden.

Tykociner, J. D., Ber. d. IV. russ. Elektrot.-Kongr. 29. IV. 1907. Drahtlose Telephonie (russisch).

Valabrègue, R., La Lum. él. **31**, 295, 1909. Des isolateurs à haute tension.
Valbreuze, R. de, Notions générales sur la télégraphie sans fil. (3me édition). Paris 1909.
Volterra, V., Atti d. R. Acc. d. Linc. **18** (5), 203, 1909. Sulle equazioni della elettrodinamica.
Vreeland, F. K., Ztschr. f. Instrumentenkunde **29**, 126, 1909 (Ref. über Phys. Rev. **27**, 286, 1909). Oszillator für sinusförmige elektrische Schwingungen.
Wagner, Karl Willy, Elektrot. Ztschr. **30**, 603, 627, 1909. Über die Erzeugung von Wechselströmen durch einen Gleichstromlichtbogen.
Walker, Sidney F., Electric. World **53**, 1314, 1909. Locating wireless sending stations.
Weiss, J., Phys. Ztschr. **10**, 387, 1909 (s. Jahrb. **2**, 550, 1909). Über das Plancksche Strahlungsgesetz.
Wien, Max, Ann. Phys. **29**, 679, 1909. Über die Dämpfung von Kondensatorschwingungen. III. Leidener Flaschen, Öl- und Preßgas-Kondensatoren. IV. Schwingungen bei hohen Funkenpotentialen (vgl. ebenda S. 1064 Eugen Nesper).
Wulf, Th., Phys. Ztschr. **10**, 253, 1909. Über die Bestimmung kleiner Kapazitäten mittels des Fadenelektrometers.
Zahn, Hermann, Verh. D. Phys. Ges. **11**, 185, 1909. Widerstand von Eisendrähten für schnelle elektrische Schwingungen.
Zindel, G., Elektrot. Ztschr. **30**, 446, 1909. Weiß' Elektromagnete für Laboratoriumszwecke und deren Feldintensitätsmessungen durch die absolute elektromagnetische Wage von Cotton.

Detektoren.

1. Kohärer.

— — — — — — — — — — — — — — — — — —

2. Elektrolytische Wellendetektoren.

Branly, E., Ztschr. f. Schwachstr. **3**, 172, 1909 (Referat). Die Empfindlichkeit des elektrolytischen Wellenanzeigers.
Gáti, Béla, Phys. Ztschr. **10**, 322, 1909. Beiträge zur Kenntnis des Barretters.

3. Thermische Wellendetektoren.

Tissot, C., La Rev. él. **6** (XI), 455, 1909. Sur une classe de détecteurs d'oscillations électriques basés sur les phénomènes thermo électriques.

4. Magnetische Wellendetektoren.

— — — — — — — — — — — — — — — — — —

5. Diverse Detektoren.

Petit, G. E., C. R. **148**, 1593, 1909. Sur un nouveau détecteur d'ondes pour la télégraphie et la téléphonie sans fil.

(Eingesandt 18. Juli 1909.)

Bücherbesprechungen.

Zenneck, J., Les oscillations électromagnétiques et la télégraphie sans fil. Ouvrage traduit de l'allemand par P. Blanchin, G. Guérard et E. Picot, officiers de marine. 2 volumes.

Tome I. Les oscillations industrielles. Les oscillateurs fermés à haute fréquence. VII. — 505 pages avec 422 figures. Prix 17 francs.

Tome II. Les oscillateurs ouverts et les systèmes couplés, les ondes électromagnétiques. La télégraphie sans fil. VI. — 489 pages avec 380 figures. Prix 17 francs. Librairie Gauthier-Villars. Paris 1908.

In diesen beiden Bänden liegt die ausgezeichnete französische Übersetzung des bekannten Meisterwerkes von Prof. Dr. J. Zenneck (Braunschweig): Elektromagnetische Schwingungen und drahtlose Telegraphie, vor, welches, in einer dem Inhalt entsprechenden, würdigen äußeren Ausstattung im Jahre 1905 vom Verlag Ferdinand Enke (Stuttgart) herausgebracht wurde. Es ist eine Seltenheit, daß deutsche wissenschaftlich-technische Bücher in französischer Ausgabe erscheinen, da den französischen Verlegern wohl bekannt ist, daß heutzutage in Frankreich die wissenschaftlich-technischen Kreise deutsche literarische Erzeugnisse im Original mit Interesse verfolgen. Daß trotzdem mit dem Zenneckschen Werke, welches sich vor allem durch physikalische Anschaulichkeit auszeichnet, von dieser Haltung abgegangen wurde, weist am besten auf die exzeptionelle Bedeutung dieses Buches hin, wenn es eines solchen Hinweises noch bedurft hätte. Übersetzer und Verleger haben ihr Bestes für die französische Ausgabe, die in 2 Bände eingeteilt wurde, getan. E.

(Eingesandt 21. Mai 1909.)

Poincaré, L., Die Elektrizität (L'Électricité), übersetzt von Prof. Dr. A. Kalähne. VIII u. 261 S. Verlag von Quelle & Meyer in Leipzig. Geh. Mk. 3.80

Die eigenartige Darstellung dieses allgemeinverständlichen Buches hat Prof. Kalähne (den Verfasser des bekannten Werkes: Die neueren Forschungen auf dem Gebiete der Elektrizität und ihre Anwendungen) veranlaßt, dasselbe ins Deutsche zu übersetzen, obwohl wir an populärer Literatur über Elektrizität nicht gerade Mangel haben. (Der französische Physiker Lucien Poincaré ist auch der Verfasser des schon vorher vorteilhaft bekannt gewordenen Buches „Die moderne Physik", das ebenso wie das Buch von Kalähne in dem gleichen rührigen Verlage erschienen ist.) Dem Studium der Entwickelung und des gegenwärtigen Standes der Starkstrom-Elektrotechnik und der für sie wichtigen physikalischen Fragen ist kurz gesagt die Darstellung gewidmet. Die einzelnen Kapitel behandeln: Die elektrische Energie und ihre industriellen Anwendungen; Der Magnetismus; Die Induktion und der elektrische Strom; Die Generatoren; Die Motoren; Die Übertragung der elektrischen Energie; Chemische und elektrische Energie; Die elektrische Beleuchtung; Die künftige Entwickelung der Elektrizität. Das Buch wird einen weiteren Leserkreis ohne Zweifel interessieren. E.

(Eingesandt 21. Mai 1909.)

Namenregister.

(O. = Originalabhandlung, M.P. = Mitteilungen aus der Praxis, D. = Detektoren, P. = Patentschau, Br. = Briefe an die Redaktion.

Metzger & Wittig, Leipzig.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

